



Étude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de transfert $^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$.

G. Burgunder

► To cite this version:

G. Burgunder. Étude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de transfert $^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT : . tel-00695010

HAL Id: tel-00695010

<https://theses.hal.science/tel-00695010>

Submitted on 7 May 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 2011-06



UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE

U.F.R. de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

Présentée par

M. Geoffroy BURGUNDER

soutenue le

21 Décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**Étude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de
transfert $^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$.**

MEMBRES du JURY :

M. Wilton CATFORD	Professeur	University of Surrey, Surrey (UK)	(Rapporteur)
M. Elias KHAN	Professeur	Université Paris Sud XI, IPN, Orsay	(Rapporteur)
M. Faizal AZAIEZ	Professeur	Université Paris Sud XI, IIPN, Orsay	
M. Nigel ORR	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, LPC, Caen	
M. Marek LEWITOWICZ	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, GANIL, Caen	
M. Olivier SORLIN	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, GANIL, Caen	(Directeur de thèse)

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par
M. Geoffroy BURGUNDER

soutenue le
21 Décembre 2011
en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

**Étude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de
transfert $^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$.**

MEMBRES du JURY :

M. Wilton CATFORD	Professeur	University of Surrey, Surrey (UK)	(<i>Rapporteur</i>)
M. Elias KHAN	Professeur	Université Paris Sud XI, IPN, Orsay	(<i>Rapporteur</i>)
M. Faizal AZAIEZ	Professeur	Université Paris Sud XI, IIPN, Orsay	
M. Nigel ORR	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, LPC, Caen	
M. Marek LEWITOWICZ	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, GANIL, Caen	
M. Olivier SORLIN	Directeur de Recherche CNRS, HDR	UCBN, GANIL, Caen	(<i>Directeur de thèse</i>)

Remerciements

Déjà quelques mois que j'ai quitté le GANIL, la Basse-Normandie et sa douceur pour la chaleur de la Guyane. Ces trois années de thèse ... Je tiens à remercier ici toutes les personnes à qui je suis reconnaissant d'avoir fait de cette thèse plus qu'une simple expérience mais bien une aventure humaine.

Je voudrais d'abord remercier Sydney Gales de m'avoir accueilli au sein du laboratoire GANIL pour ce travail de thèse. Je tiens également à remercier toute l'équipe pédagogique de l'UFR Sciences de l'Université Caen Basse Normandie, notamment David Boilley qui a accepté d'être mon tuteur de monitoring. Toujours disponible pour me faire bénéficier de son expérience d'enseignant-chercheur (le seul du GANIL !), il m'a permis d'enseigner dans les meilleures conditions.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance aux membres du Jury d'avoir pris sur leur temps pour estimer mon travail. Je remercie donc Nigel Orr pour son regard sur mon travail, Faizal Aziez pour avoir accepté de présider ce jury, Elias Khan et Wilton Catford pour avoir relu minutieusement mon manuscrit. J'ai vraiment apprécié les échanges constructifs que nous avons pu avoir à l'occasion de ma soutenance.

J'aimerais exprimer toute ma gratitude à Olivier Sorlin, mon directeur de thèse, pour m'avoir encadré pendant ces trois années. Il est à l'origine de cette étude. J'ai beaucoup apprécié son enthousiasme, sa patience, ses qualités scientifiques et humaines. Travailler avec Olivier a été un honneur et un véritable plaisir.

Participer à une expérience constitue un rite de passage indispensable lorsqu'on réalise une thèse expérimentale au GANIL. Je remercie l'équipe de LISE pour m'avoir donné l'opportunité de découvrir le fonctionnement afin de préparer la campagne MUST2 au cours de laquelle les réactions étudiées dans cette thèse ont été réalisées. Je tiens également à remercier toute la collaboration MUST2 pour l'effort qu'ils ont tous montré pour installer et "monitorer" ce dispositif titanesque. Je tiens en particulier à remercier Sandra et Momo pour leur aide lors de l'analyse. Un grand merci également à Charles Spitaels pour partager tout ton savoir-faire sur les chambres à ionisation.

Lors de ma thèse, j'ai eu l'occasion d'encadrer Alexandre Lepailleur lors de son stage de M2. De simple stagiaire, je l'ai vu devenir un thésard accompli et un chercheur à part entière. J'aimerais bien penser que j'y ai contribué. Un grand merci pour toute ton aide.

Je suis venu en Normandie pour découvrir, entre autres raisons, cette région qui pour l'alsacien que je suis est synonyme d'enfer de grisaille et de pluie. J'ai été agréablement surpris par la douceur de cette région et ses fabuleux "spots". Pour cela je dois beaucoup à Alex, mon Saint-Bernard protecteur. Merci gros pour m'avoir fait découvrir le kite, le spot secret de C**** et de m'avoir sorti de ces quelques galères en mer. A quand la prochaine session (en Australie ?) ?

Du master 2 NPAC d'Orsay de ma promo, Guilain est le seul autre à avoir fait le choix (judicieux !) de poursuivre avec une thèse au GANIL. C'est "grâce" ☺ à lui qu'Aurore nous a rejoint en Normandie et grâce à eux deux (entre autre) que "la maison du bonheur" a vu le jour. Cette collocation aura été, pour moi, une super idée. Merci à vous deux, Marco et Ketel pour l'ambiance et les petites bouffes (qui m'ont fait ressembler à un bibendum à la fin de ma thèse.....).

Finalement, je tiens à remercier tous mes collègues du GANIL avec qui j'ai eu la chance de partager de très bons moments.

Cette thèse m'a permis de croiser le chemin de Pu. Si la terre est un ${}^4\text{He}$, alors bien que l'on soit pour l'instant en configuration cigare, je sais qu'on trouvera la configuration dineutron bientôt.

Table des matières

Remerciements	i
1 Motivations.	3
1.1 Principales approches microscopiques utilisées.	3
1.1.1 Le modèle en couches.	4
1.1.2 Les approches de type champ moyen.	6
1.1.3 l'approche du champ moyen relativiste.	8
1.2 Nombres magiques et l'interaction de spin-orbite.	9
1.2.1 Définition pour les différents modèles.	10
1.2.2 Problématique de la thèse : discussion sur la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite.	10
1.3 Choix du candidat expérimental adapté.	11
1.3.1 Sondes expérimentales utilisables.	11
1.3.2 Quels noyaux sont susceptibles d'être des noyaux bulles ?	12
1.3.3 Choix du ^{34}Si .	13
1.4 Autres intérêts théoriques de l'étude du ^{35}Si : détermination des monopoles d'interaction et évolution du gap $N = 28$.	15
1.5 Prédiction théorique sur l'influence de la densité centrale sur l'interaction spin-orbite	16
1.5.1 Quantification de l'écart spin-orbite des orbitales $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ prédit par les différents modèles.	18
1.5.2 Comparaison entre le ^{37}S et le ^{35}Si : différence de monopoles d'interaction.	18
1.6 Etat de la connaissance du ^{34}Si et du ^{36}S .	19
1.6.1 Connaissance actuelle du ^{36}S .	19
1.6.2 Connaissance actuelle des isotones de silicium utilisés.	20
1.7 Méthode expérimentale utilisée : la réaction de transfert (d,p).	23
1.7.1 Première approche.	23
1.7.2 Description ondulatoire de la diffusion.	24
1.7.3 L'approximation de Born des ondes distordues.	26
1.7.4 Définition du potentiel optique de transition.	26
1.7.5 Les facteurs spectroscopiques : définition et règle de somme.	27
1.7.6 Prédiction des distributions angulaires DWBA pour la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$.	27
1.8 Conclusion de la partie théorique.	28
2 Dispositif expérimental.	29
2.1 Production et caractéristique des faisceaux employés.	29
2.1.1 production du faisceau.	29
2.1.2 description du spectromètre LISE.	29
2.1.3 Faisceaux obtenus.	30
2.2 Présentation générale du dispositif expérimental.	32
2.2.1 Les différents détecteurs employés.	33

2.2.2	Différentes configurations choisies liées au choix de la cible de réaction.	33
2.3	Logique d'acquisition	34
2.4	Le télescope d'identification des noyaux : chambre à ionisation et plastique.	36
2.4.1	Présentation de la chambre à ionisation.	36
2.4.1.1	Principe de détection d'un détecteur gazeux.	36
2.4.1.2	Description générale du détecteur.	37
2.4.1.3	Méthodes d'acquisition choisies : analogique et digitale.	40
2.4.2	Traitements du signal employés pour la digitalisation.	41
2.4.2.1	Signaux encodés.	41
2.4.2.2	Description des différentes méthodes implémentées.	41
2.4.2.3	Correction de l'estimation de la ligne de base du signal de pré-amplification.	43
2.4.3	Calibration et résolution.	45
2.4.3.1	Calibration de la chambre à ionisation.	45
2.4.3.2	Résolution lors des différentes conditions d'acquisition.	45
2.4.4	Le scintillateur plastique.	46
2.5	Les détecteurs de faisceau : CATS.	49
2.5.1	Description générale du détecteur.	49
2.5.2	électronique d'acquisition.	50
2.5.3	étalonnage des détecteurs CATS.	51
2.5.4	Méthode de reconstruction en position.	51
2.5.5	Alignement ou positionnement des détecteurs et de la cible.	52
2.5.5.1	Reconstruction du faisceau dans un plan parallèle aux CATS.	52
2.5.5.2	Positionnement à l'aide des masques.	53
2.5.5.3	Mesure absolue de la position le long de l'axe du faisceau.	53
2.5.6	Résolution en position, en énergie et dispersion angulaire.	55
2.5.7	Estimation des pertes d'énergies dans les CATS.	57
2.6	Les télescopes de détection de particules chargées (MUST2).	58
2.6.1	Description d'un télescope d'identification MUST2.	58
2.6.2	Dispositif utilisé.	61
2.6.3	Étalonnages.	61
2.6.3.1	Étalonnage en temps :	61
2.6.3.2	Calibration en énergie :	62
2.6.3.3	Prise en compte de l'interpiste.	64
2.6.4	Estimation / prise en compte des zones mortes des MUST2.	65
2.6.5	Définition de la zone de détection.	68
2.6.5.1	limitations angulaires dans les détecteurs MUST2.	68
2.6.5.2	Courbe d'efficacité géométrique :	68
2.7	Le détecteur annulaire pour la détection de particules chargées.	71
2.7.1	Description de du détecteur annulaire.	71
2.7.2	Définition des différentes modes de fonctionnement.	71
2.7.3	Calibration.	73
2.7.4	Sélection des événements.	74
2.7.5	Prise en compte des zones mortes.	75
2.7.6	Efficacité géométrique.	76

2.8	Le détecteur de photons : EXOGAM.	78
2.8.1	Description générale du détecteur.	78
2.8.2	Calibration.	78
2.8.3	Reconstruction des évènements de diffusion Compton.	80
2.8.4	Efficacité de détection.	84
3	Traitement des données.	87
3.1	Angle d'émission du proton.	87
3.1.1	Méthode employée.	87
3.1.2	Incertitude $\Delta\theta$ sur la détermination de l'angle.	87
3.2	Reconstruction de l'énergie au niveau du point d'interaction.	89
3.2.1	Énergie du faisceau au point d'interaction.	89
3.2.2	Reconstruction de l'énergie du proton au point d'interaction.	89
3.2.3	Quantification du straggling angulaire et en énergie.	91
3.3	Cinématique de réaction : spectre d'énergie d'excitation.	92
3.4	Reconstruction du spectre d'énergie d'excitation.	95
3.4.1	Simulation réalisée.	95
3.4.2	Résolution et forme des pics.	95
3.4.3	Évolution des caractéristiques des pics.	96
3.5	Traitement de l'effet Doppler pour les gammas.	99
3.5.1	Formulation.	99
3.5.2	Détermination des angles effectifs de détection.	99
3.5.3	Incertitudes sur l'énergie des photons émis en vol.	100
3.6	Sélection des évènements d'intérêt.	102
3.6.1	Sélection des particules en fonction de leur position d'impact sur la cible.	102
3.6.2	Identification des particules légères.	102
3.6.2.1	dE vs E.	102
3.6.2.2	Identification des particules par le temps de vol.	104
3.6.3	Sélection des gammas en fonction de leur énergie et temps de vol.	104
3.6.4	Sélection à l'aide du télescope d'identification	105
3.7	Estimation du bruit de fond carbone.	107
3.7.1	Discussion sur l'incertitude liée à l'estimation du fond carbone.	109
3.8	Prise en compte de la cassure du deuton et d'autres voies de réaction avec le deuton.	110
3.8.1	Principe du fonctionnement de la simulation : définition d'un espace de phase.	110
3.8.2	Résultat pour les différentes voies de réaction considérées.	111
3.8.3	Calcul théorique de la section efficace de cassure du deuton.	112
3.9	Section efficace différentielle.	114
3.9.1	Expression de la section efficace de transfert : cas général.	114
3.9.2	Détermination de l'efficacité de détection sous faisceau.	115
3.9.3	Section efficace dans les conditions expérimentales.	116

4 Résultats expérimentaux.	119
4.1 Analyse du spectre d'énergie d'excitation.	119
4.1.1 Spectre obtenu avec les conditions les plus restrictives.	119
4.1.2 Sélection sur le temps de vol des produits de réaction.	121
4.1.3 Résultat inclusif.	123
4.1.4 Évolution du spectre obtenu en fonction de l'angle d'émission.	124
4.2 Corrélation avec les photons détectés.	126
4.2.1 Résultat de détection des photons.	126
4.2.2 Corrélation entre photons détectés et énergie de l'état peuplé.	128
4.2.2.1 En sélectionnant des intervalles en énergie d'excitation.	129
4.2.2.2 En sélectionnant les raies gammas observées.	130
4.2.3 Résultat cible épaisse.	133
4.3 Etude des réactions de cassure de deuton.	134
4.3.1 Contribution maximale des réactions de cassure du deuton.	134
4.3.2 Estimation de la distribution angulaire expérimentale de la réaction de cassure élas- tique du deuton.	135
4.3.3 Conclusion sur l'importance de la cassure du deuton.	136
4.4 Distributions angulaires pour les différents états observés.	137
4.4.1 Estimation du nombre d'ions incidents.	137
4.4.2 Distribution angulaire du fond carbone.	138
4.4.3 Choix des potentiels optiques pour les calculs DWBA.	138
4.4.4 Étude des états liés du ^{37}S	140
4.4.5 Étude des états liés du ^{35}Si	143
4.4.6 Étude des états non liés du ^{35}Si	145
4.4.7 Récapitulatif des résultats de l'étude du ^{35}Si	146
5 Interprétation des résultats : conséquence sur l'interaction spin-orbite.	149
5.0.8 Évolution de l'écart spin-orbite entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$	149
5.0.9 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle en couches.	151
5.0.10 Pour les calculs avec une interaction nue.	152
5.0.11 Pour les calculs champ moyen.	153

Introduction

Une partie de la recherche en physique nucléaire se consacre à l'étude de la structure du noyau et des interactions entre ses constituants, les nucléons. Afin de comprendre et décrire efficacement et de manière prédictive ces systèmes quantiques complexes, il est nécessaire d'accomplir des observations expérimentales. Les premiers modèles développés pour décrire la structure nucléaire ont été établis à partir des observations des noyaux stables et/ou proches de la vallée de stabilité. C'est ainsi que, par exemple, les noyaux dits "magiques" ont été mis en évidence expérimentalement. Ces noyaux ont une énergie de liaison élevée ce qui leur confère une stabilité accrue vis-à-vis de la décroissance β . Ces nombres magiques, qui sont 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ... au niveau de la vallée de stabilité, ont été reproduits par le modèle en couches dès les années quarante [1, 2] par l'introduction de l'interaction spin-orbite qui est responsable du couplage entre le moment cinétique du nucléon et son moment intrinsèque. Grâce au développement technologique des accélérateurs, l'étude des noyaux instables a révélé des propriétés de structure nucléaire nouvelles telles que l'existence de noyaux à halo, des phénomènes d'excitation collective, ..., ainsi que la modification des nombres magiques loin de la vallée de stabilité.

L'une des premières indications de l'évolution des nombres magiques a été mise en lumière par l'étude de la couche $N = 20$. De nombreuses observations expérimentales du ^{32}Mg ont mis en évidence la disparition du nombre magique $N = 20$ dans ce noyau. On peut citer par exemple la mesure de l'énergie d'excitation de l'état 2_1^+ [3, 4]. Théoriquement, ces observations s'interprètent comme une déformation de ce noyau. Comme il semblerait que les nombres $N=14$ et $N=16$ soient magiques loin de la vallée de stabilité, on parle alors d'îlot d'inversion. Cette érosion du caractère magique de $N = 20$ est une preuve indéniable que l'approche théorique définie et adaptée au niveau de la vallée de stabilité ne l'est plus pour de tels noyaux. Ces effets peuvent avoir de nombreuses origines différentes comme l'apparition de nouvelles interactions telles que la force tenseur, mais peut également être du au fait que la définition de l'interaction spin-orbite n'est plus adaptée loin de la vallée de stabilité. Cette thèse a pour but de tester expérimentalement la validité de la définition de l'interaction spin-orbite par l'intermédiaire d'une réaction de transfert (d,p) sur le ^{34}Si .

Dans une première partie, nous montrerons comment cette interaction intervient dans les modèles théoriques les plus usités. Cela reviendra à montrer que chaque modèle a une paramétrisation différente de la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite. Nous montrerons comment la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ constitue l'une des méthodes les plus adaptées à l'étude de l'interaction spin-orbite et de sa dépendance en densité. Dans une deuxième partie, le dispositif expérimental sera présenté. Une description des différents détecteurs employés et de leurs méthodes propres d'étalonnage et de traitement du signal seront détaillées. Les méthodes utilisées pour extraire les différentes observables d'intérêt seront détaillées dans le troisième chapitre. Les incertitudes induites par le dispositif expérimental seront quantifiées et discutées. Dans le chapitre quatre, les résultats expérimentaux seront présentés. Finalement les conséquences de l'observation expérimentale sur l'interaction spin-orbite seront discutées.

Motivations.

1.1 Principales approches microscopiques utilisées.

L'hamiltonien nucléaire pour un ensemble de A nucléons en interaction s'écrit :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A \frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j=1}^A \hat{v}_{ij} + \sum_{i<j<k=1}^A \hat{v}_{ijk} + \dots \quad (1.1)$$

Le premier terme correspond à l'énergie cinétique des nucléons. Les termes suivants contiennent les interactions à deux corps, trois corps,... Le but d'une approche microscopique est de résoudre l'équation de Schrödinger, stationnaire ou dépendante du temps.

$$\hat{H}\psi_\alpha(1, \dots, A) = E_\alpha \psi_\alpha(1, \dots, A) \quad (1.2)$$

$$\hat{H}\psi_\alpha(1, \dots, A, t) = i\hbar \frac{\partial \psi_\alpha(1, \dots, A, t)}{\partial t} \quad (1.3)$$

Le problème à N corps nucléaire est l'un des plus compliqué en physique. La principale difficulté d'une telle approche, outre la difficulté de résoudre ces équations du fait du nombre de degrés de libertés qui augmente avec le nombre de nucléons, est que l'interaction nucléaire est complexe et méconnue. Afin de souligner la complexité de cette interaction, citons le fait que l'interaction nucléaire entre deux nucléons dépend fortement de l'état de chacun des nucléons (leurs nombres quantiques), qu'elle présente une très forte répulsion à courte portée (cœur dur), et enfin, que l'interaction entre deux nucléons à l'intérieur du noyau est écrantée (habillée) par la présence des nucléons environnants et n'est pas la même que pour des nucléons libres. Cependant, l'interaction nucléaire pourrait être dérivée de la chromodynamique quantique (QCD). De telles approches sont à l'étude mais ne sont pas encore fonctionnelles.

Les méthodes *ab-initio* utilisent des interactions entre nucléons qui ont été déterminées à partir des données de réactions de diffusion entre des nucléons libres. Elles se proposent de résoudre exactement l'équation de Schrödinger. Ces méthodes ont montré qu'il est nécessaire de prendre en compte les interactions à 3 corps. Malgré toutes ces difficultés, les méthodes *ab-initio* ont connu un essor important dans la dernière décennie, notamment grâce à l'augmentation de la puissance numérique et la possibilité de considérer des interactions dites douces (sans cœur dur). Ce type de méthode est exploitable pour des noyaux légers jusqu'à des masses d'environ $A = 12$.

Face à cette complexité, et voulant avoir une description globale simplifiée des noyaux capable de rendre compte des phénomènes physiques observés, des approches plus phénoménologiques ont été introduites. Celles-ci consistent à transformer l'équation Eq. 1.1 de la manière suivante :

$$\hat{H} = \left[\sum_{i=1}^A \left(\frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + \hat{U} \right) \right] + \left[\sum_{i<j=1}^A \hat{v}_{ij} + \sum_{i<j<k=1}^A \hat{v}_{ijk} + \dots - \hat{U} \right] \quad (1.4)$$

où \hat{U} est un potentiel à un corps choisi à priori et arbitrairement. Le premier terme de l'hamiltonien ainsi écrit est une somme d'hamiltonien à un corps décrivant l'évolution de A nucléons indépendants dans un potentiel commun \hat{U} . Le second terme est l'interaction résiduelle. Cette description est justifiée par un certain nombre d'observations expérimentales qui montrent que les nucléons dans le noyau se comportent en première approximation comme des particules indépendantes dans un champ à un corps (libre parcours moyen des nucléons dans le noyau est environ égal à la taille du noyau). Ainsi, si on néglige l'interaction résiduelle, le problème à N corps se ramène à N problèmes à un corps.

Dans cette partie nous allons brièvement décrire trois types de modèles qui seront abordés dans cette thèse : le modèle en couches, le champ moyen ainsi que le champ moyen relativiste.

1.1.1 Le modèle en couches.

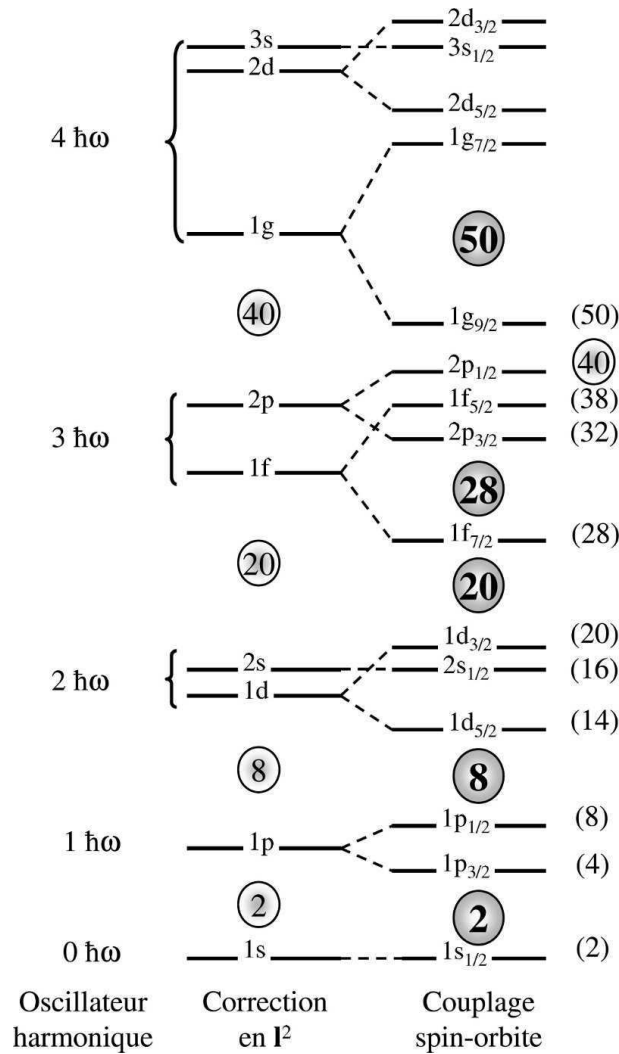


FIGURE 1.1: schéma de la structure en couche obtenue avec le modèle en couche pour un potentiel nucléaire d'oscillateur harmonique. On constate l'impact du terme en l^2 et en spin-orbite sur la levée de dégénérescence.

Dans cette approche, le potentiel \hat{U} est choisi parmi des potentiels bien connus tel que le potentiel de l'oscillateur harmonique, un potentiel de Woods-Saxon,... Historiquement, le modèle en couches a d'abord été utilisé en prenant un potentiel d'oscillateur harmonique pour définir le potentiel de champ moyen créé par les interactions entre nucléons. Cependant, ce type d'interaction ne reproduisait correctement que les trois premiers nombres magiques : 2, 8 et 20. L'interaction utilisée a alors été modifiée en rajoutant d'abord un terme correctif d'effet de bord $-Dl^2$ puis un terme d'interaction spin-orbite $-a\vec{l}\cdot\vec{s}$ qui tient compte de l'interaction entre le moment angulaire et le spin du nucléon. Cette nouvelle interaction, introduite indépendamment par Goeppert-Mayer [1] et Haxel [2] a permis de reproduire les nombres magiques observables pour les noyaux stables : 50, 82, 126,..., s'avérant également utile pour $N = 28$ que nous traiterons ici.

Dans l'approche du modèle en couches, l'interaction résiduelle est ajustée sur les données expérimentales pour reproduire différentes observations physiques. Prendre en compte l'interaction résiduelle revient à considérer des corrélations entre les différents nucléons.

Cette méthode permet de déterminer de façon microscopique tous les états excités du noyau considéré. Cependant, cette méthode est difficilement utilisable pour des noyaux lourds dû au nombre de configurations qu'il faut considérer pour décrire le noyau. Pour simplifier le système d'étude, on distingue alors deux types de nucléons : ceux d'un coeur inerte et ceux appartenant à l'espace de valence. L'espace de valence est constitué de l'ensemble des couches qui peuvent être peuplées lors de l'excitation du noyau. Typiquement, on définit le coeur inerte comme un coeur doublement magique (en proton et en neutron). Par exemple, dans le cas du ^{34}Si , il est d'usage de définir le coeur inerte comme un coeur de ^{16}O , noyau doublement magique. Dans ce cas, on ne considère plus 34 nucléons mais uniquement 18.

Prise en compte de l'interaction résiduelle. Plus on ajoute de nucléons dans l'espace de valence, plus l'effet de l'interaction résiduelle est important. L'effet de l'interaction résiduelle peut être décomposé en fonction de différents multipôles. Par exemple, la composante quadripolaire de l'interaction résiduelle conduit à la déformation du noyau et permet ainsi d'expliquer l'origine des différentes bandes d'excitations rotationnelles ou vibrationnelles. Par ailleurs, les termes d'ordres élevés sont essentiels pour décrire des effets tels que l'appariement. Afin de clarifier le discours, il convient dans un premier temps de réécrire l'équation (Eq. 1.4) avec les notations de seconde quantification :

$$\hat{H} = \sum_{j\pi} \varepsilon_{j\pi} \hat{n}_{j\pi} + \sum_{j\nu} \varepsilon_{j\nu} \hat{n}_{j\nu} + \sum_{j\pi, j\nu} V_{j\pi, j\nu} \hat{n}_{j\pi} \hat{n}_{j\nu} + \dots \quad (1.5)$$

où les deux premiers termes correspondent à l'hamiltonien à un corps (on a juste séparé les protons et les neutrons) tandis que les termes suivants correspondent à l'interaction résiduelle. Seule la partie monopolaire de l'interaction résiduelle a été précisée ici. L'opérateur \hat{n} est l'opérateur de nombre, ε correspond aux énergies simples particules des hamiltoniens à un corps.

En notant \hat{V} le potentiel de l'interaction résiduelle, la partie monopolaire de l'interaction résiduelle écrit dans l'équation précédente peut s'exprimer ainsi :

$$V_{j\pi, j\nu} = \frac{\sum_J (2J+1) \langle j\pi j\nu; J | \hat{V} | j\pi j\nu; J \rangle}{\sum_J (2J+1)}. \quad (1.6)$$

$V_{j\pi, j\nu}$ correspond donc à la moyenne sur les éléments de matrice de l'interaction résiduelle \hat{V} , pondérée par le facteur $2J+1$, J étant le couplage en moment cinétique total entre les deux nucléons occupant les

orbites j_π et j_ν . Comme on considère un effet moyenné, la dépendance en J disparaît et ce terme agit alors comme un potentiel central supplémentaire et peut donc être incorporé dans l'hamiltonien simple particule de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \sum_{j_\pi} (\varepsilon_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} V_{j_\pi, j_\nu} \langle \hat{n}_{j_\nu} \rangle) \hat{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \varepsilon_{j_\nu} \hat{n}_{j_\nu} \\ &= \sum_{j_\pi} \tilde{\varepsilon}_{j_\pi} \hat{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \varepsilon_{j_\nu} \hat{n}_{j_\nu}.\end{aligned}\quad (1.7)$$

Ici $\langle \hat{n}_{j_\nu} \rangle$ est l'espérance quantique de \hat{n}_{j_ν} , et $\tilde{\varepsilon}_{j_\pi} = \varepsilon_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} V_{j_\pi, j_\nu} \langle \hat{n}_{j_\nu} \rangle$ est alors définie comme l'énergie effective simple particule (notée ESPE) pour les protons. De la même manière, l'ESPE peut être déterminée pour les neutrons.

Les énergies effectives simple particule définies de la sorte permettent de prendre en compte l'ensemble des effets ayant un caractère central. Ainsi défini, il est possible de rendre compte de l'évolution de la structure en couches et l'apparition de nouveaux nombres magiques en s'éloignant de la vallée de stabilité. Il convient de remarquer que les monopoles d'interaction correspondent à un couplage entre les états des protons de valence avec les neutrons de valence. On peut alors également parler d'élément de matrice lorsqu'on se réfère aux monopoles d'interaction.

Décomposition des monopoles d'interaction. Comme indiqué dans [3, 5] il est possible de décomposer les monopoles d'interaction en une partie centrale, une partie tenseur et une partie spin-orbite. Le tableau Table 1 de la référence [3] présente la décomposition de quelques monopoles d'interaction. Parmi ceux-là, citons l'exemple de la décomposition du monopole d'interaction $\pi 1p_{3/2} \nu 2s_{1/2}$. Ce monopole qui vaut en totalité -1.59 MeV peut être décomposé en une partie centrale à la hauteur de -1.52 MeV et une partie spin-orbite qui vaut -0.07 MeV. Ce monopole a la particularité d'avoir une partie tenseur nulle.

Il sera toujours possible d'obtenir l'intensité de la partie spin-orbite de l'interaction à partir d'un monopole d'interaction. Dans le cas du monopole d'interaction $\pi 1p_{3/2} \nu 2s_{1/2}$, la décomposition est d'autant plus aisée que la partie tenseur n'intervient pas.

1.1.2 Les approches de type champ moyen.

L'approche de Hartree-Fock a pour but de déduire mathématiquement le potentiel nucléaire à un corps \hat{U} à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon. Cette technique nécessite de résoudre l'équation de Schrödinger par une procédure itérative, car le potentiel y figurant dépend des fonctions d'onde que l'on cherche à déterminer. On parle alors de méthode auto-consistante. Ainsi, à partir d'un jeu de fonctions d'ondes d'essai, l'énergie totale du noyau est minimisée à l'aide d'un principe variationnel, c'est-à-dire en modifiant à fur et à mesure les fonctions d'onde d'essai. Par définition cette minimisation permet de trouver au final la fonction d'onde approchée la plus proche de l'état fondamental. Ainsi, partant d'interactions effectives, on obtient un problème à un corps où la fonction d'onde à N corps ψ est remplacée par un déterminant de Slater $\psi = A(\varphi_1, \dots, \varphi_N)$ où les fonctions d'ondes φ_i vérifient l'équation de Schrödinger à un corps :

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) \right) \varphi_i = \varepsilon_i \varphi_i \quad (1.8)$$

Il convient donc de choisir avec soin le potentiel de champ moyen afin qu'il contienne le maximum de l'interaction nucléon-nucléon. Pour ce faire, l'interaction forte n'étant pas connue analytiquement, il

est nécessaire de définir une interaction nucléaire effective basée sur une paramétrisation du problème à N corps qui permet de reproduire certaines quantités clés telles que l'énergie de liaison par noyaux, le rayon quadratique moyen,... Nous présentons ici deux des forces effectives les plus usitées : l'interaction effective de Skyrme [6] et de Gogny [7].

L'interaction de Skyrme. C'est une force de contact qui s'écrit, dans une approche simpliste [6] :

$$\begin{aligned}\hat{v}_{12} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 \{ \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \vec{p}^2 \} + \vec{p} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \\ & + t_3(1 + P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left(\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right)^\alpha \\ & + i W_{SO} \vec{p} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)\end{aligned}\quad (1.9)$$

où $\vec{p} = -i(\vec{\nabla}_{r_1} - \vec{\nabla}_{r_2})/2$, P_σ est l'opérateur d'échange de spin et $\{ \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \vec{p}^2 \} = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p}^2 + \vec{p}^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ est l'anti-commutateur de $\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ et \vec{p}^2 .

L'utilisation de la fonction δ est la raison pour laquelle la force de Skyrme est une force de contact (Eq. 1.9). La seconde ligne a été introduite afin de reproduire la saturation de la densité nucléaire au sein du noyau. La dernière ligne représente l'interaction de spin-orbite. La paramétrisation présentée ici est très schématique. Les paramétrisations les plus courantes sont SLy4, SkI5,...

L'interaction de Gogny. Cette interaction est de portée finie. Elle s'écrit [7] :

$$\begin{aligned}\hat{v}_{12} = & \sum_{i=1}^2 (W_i + B_i P_\sigma - H_i P_\tau - M_i P_\sigma P_\tau) e^{-\frac{(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}{\mu_i^2}} \\ & + t_3(1 + P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left(\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right)^\alpha \\ & + i W_{SO} \vec{p} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)\end{aligned}\quad (1.10)$$

où P_τ est l'opérateur d'échange d'isospin. La première ligne représente une interaction centrale de portée finie et comprenant deux portées μ_1 et μ_2 . Les deux autres lignes sont identiques à celles de la force de Skyrme (Eq. 1.9).

Le potentiel d'interaction spin-orbite dans le cas d'une approche champ moyen. Le but ici n'est pas de dériver le potentiel complet à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon, mais de se concentrer sur la partie spin-orbite. Nous donnons ici une discussion simplifiée. Prenons une interaction à deux corps $v_{12}(\vec{r}, \vec{r}')$. En négligeant le terme d'échange (en négligeant l'antisymétrisation), le potentiel d'interaction $U(\vec{r})$ s'écrit :

$$U(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' \rho(\vec{r}') v_{12}(\vec{r}, \vec{r}') \quad (1.11)$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité nucléaire au point \vec{r} .

Considérons, comme dans le cas de l'interaction de Skyrme, que l'interaction à deux corps est une interaction de contact qui s'écrit :

$$v_{12}(\vec{r}, \vec{r}') = V_0 \delta(\vec{r}, \vec{r}') \quad (1.12)$$

Alors le potentiel d'interaction devient :

$$U(\vec{r}) = V_0 \rho(\vec{r}) \quad (1.13)$$

Pour un noyau sphérique, la densité peut s'écrire dans la majorité des cas sous la forme d'un potentiel de Woods-Saxon :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \quad (1.14)$$

où $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ correspond à la densité de saturation, $R_0 \approx 1.1 A^{1/3} \text{ fm}$ est le rayon du noyau tandis que le paramètre a correspond à l'épaisseur de la surface du noyau.

Reportant l'expression (Eq. 1.14) dans l'expression du potentiel $U(\vec{r})$, on voit apparaître un potentiel de Woods-Saxon. On comprend alors pourquoi la description du modèle en couches utilisant un potentiel d'interaction de la forme d'un Woods-Saxon est aussi efficace. Pour des noyaux sphériques, la procédure permettant de déduire le potentiel de champ moyen à partir d'une interaction effective à deux corps est particulièrement bien détaillée dans la référence [6]. Partant d'une interaction de type Skyrme ou Gogny, dans le cas d'un noyau présentant une symétrie sphérique, le potentiel d'interaction spin-orbite s'écrit alors :

$$V_{SO}(r) = \frac{1}{r} V_0 \left(\frac{d}{dr} \rho(r) \right) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.15)$$

où \vec{l} et \vec{s} sont respectivement les moments angulaires et de spin du nucléon considéré.

On constate donc qu'avec une définition des forces d'interaction effectives nucléon-nucléon du type Skyrme ou Gogny, le potentiel d'interaction spin-orbite dépend de la dérivée de la densité nucléaire.

Nous avons détaillé ici l'obtention du potentiel champ moyen d'interaction pour l'interaction spin-orbite dans un cas simpliste. Comme montré dans [6], en tenant compte du terme d'échange, l'expression du spin-orbite devient :

$$V_{\tau}^{SO}(\vec{r}) = \frac{W_o}{2} \left((1+x) \nabla \vec{\rho}_{\tau}(\vec{r}) + \nabla \vec{\rho}_{\tau \neq \tau'}(\vec{r}) \right) (\vec{p} \times \vec{\sigma}) \quad (1.16)$$

où ρ_{τ} est la densité pour les neutrons ou les protons ($\tau = n$ ou p) et τ' désigne l'autre isospin. Le coefficient x est responsable de la dépendance en isospin du terme de spin-orbite. Pour l'approche de champ moyen, l'anti-symétrisation du potentiel résulte en un coefficient $x = 1$.

Les paramètres des théories champs moyen sont ajustés pour reproduire la structure de certains noyaux, cependant elle reste peu prédictive lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, où de nouveaux aspects des forces nucléaires entrent en jeu.

Finalement, le lien entre les méthodes *ab-initio* et les théories de champ moyen n'a pas été démontré. Ainsi, l'aspect prédictif de ces méthodes loin de la vallée de stabilité n'est pas garanti.

1.1.3 l'approche du champ moyen relativiste.

Ces dernières années, de nouvelles méthodes basées sur la théorie de champs moyens relativistes ont été développées pour décrire le noyau. Dans ces approches, il est nécessaire de construire un lagrangien relativiste contenant non seulement des degrés de libertés pour les nucléons mais aussi pour les particules porteuses de l'interaction forte à l'échelle du noyau, les mésons. Dans un deuxième temps, l'application du principe de moindre action fournit un ensemble d'équations du mouvement. Pour les nucléons, les équations obtenues sont des équations de Dirac tandis que les mésons obéissent aux

équations de Klein-Gordon. Pour un noyau pair-pair, dans le cas stationnaire, ce système d'équations se restreint aux seules équations de Dirac qui peuvent s'écrire [8] :

$$(-i\alpha\nabla + V(\vec{r}) + \beta(M + S(\vec{r}))) \psi_i = \varepsilon_i \psi_i \quad (1.17)$$

qui contient un potentiel vecteur répulsif $V(\vec{r})$ et un potentiel scalaire attractif $S(\vec{r})$ qui sont déduits du lagrangien. A noter qu'ici, les ψ_i sont des spineurs de Dirac qui décrivent les nucléons. La détermination des potentiels $V(\vec{r})$ et $S(\vec{r})$ se fait de manière auto-consistante (comme dans l'approche non relativiste). Il est possible de transformer ces équations de Dirac afin qu'elles ressemblent à des équations de Schrödinger pour pouvoir mieux estimer les différents termes. Le détail de ce calcul est fourni dans la référence [9]. Le résultat de cette approximation donne une équation de la forme d'une équation de Schrödinger qui s'écrit :

$$\left(-\vec{\nabla} \frac{1}{2m_{eff}} \vec{\nabla} + V_{pot} + \frac{1}{2m^2} (\vec{\nabla} V_{so}) (\vec{p} \times \vec{s}) \right) \varphi_i = \varepsilon_i \varphi_i \quad (1.18)$$

où V_{so} est le potentiel de spin-orbite. En introduisant la masse effective $m_{eff} = m - 1/2(V(\vec{r}) - S(\vec{r}))$, le potentiel de spin-orbite s'exprime ainsi :

$$V_{so} = \frac{m}{m_{eff}} (V(\vec{r}) - S(\vec{r})) \quad (1.19)$$

En supposant que le noyau considéré présente une symétrie sphérique, le terme de spin orbite prend la forme suivante :

$$\frac{1}{2m^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_{so}}{\partial r}(r) \right) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.20)$$

Dans le cas général, l'interaction de spin-orbite fait apparaître des couplages aux différents champs mésoniques. On peut alors écrire le potentiel d'interaction sous la même forme que pour le potentiel déterminé par les méthodes de champ moyen non relativiste (Eq. 1.16).

Ainsi, dans l'approche de champ moyen relativiste, l'interaction spin-orbite apparaît naturellement de la structure de Dirac du lagrangien d'interaction et la dépendance en isospin de l'interaction spin-orbite vient des valeurs des constantes de couplages entre les nucléons et les différents champs de mésons. Dans ce cas, le coefficient x vaut environ 0.005. Cette valeur est très différente de celle obtenue par l'utilisation des forces de Skyrme pour laquelle $x = 1$.

1.2 Nombres magiques et l'interaction de spin-orbite.

Les nombres magiques jouent un rôle crucial dans la description du noyau car ils indiquent clairement l'existence d'une structure en couches et signent l'interaction sous-jacente entre les nucléons.

L'introduction de l'interaction spin-orbite a permis de reproduire des nombres magiques tels que $N = 2, 8, 20, 28, 50, \dots$. Ce postulat des années cinquante joue donc un rôle clé dans l'étude et la compréhension de la structure nucléaire.

1.2.1 Définition pour les différents modèles.

Nous avons montré dans la partie précédente que, selon le modèle utilisé, le potentiel moyen de spin-orbite peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}
 V_{SO}^{SM} &= -a\vec{l} \cdot \vec{s} \\
 V_{SO,\tau}^{MF}(\vec{r}) &= \frac{W_o}{2} ((1+x)\nabla\vec{\rho}_\tau(\vec{r}) + \nabla\vec{\rho}_{\tau \neq \tau'}(\vec{r})) (\vec{p} \times \vec{\sigma}) & x = 1 \\
 V_{SO,\tau}^{RMF}(\vec{r}) &= \frac{W_o}{2} ((1+x)\nabla\vec{\rho}_\tau(\vec{r}) + \nabla\vec{\rho}_{\tau \neq \tau'}(\vec{r})) (\vec{p} \times \vec{\sigma}) & x = 0.005
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

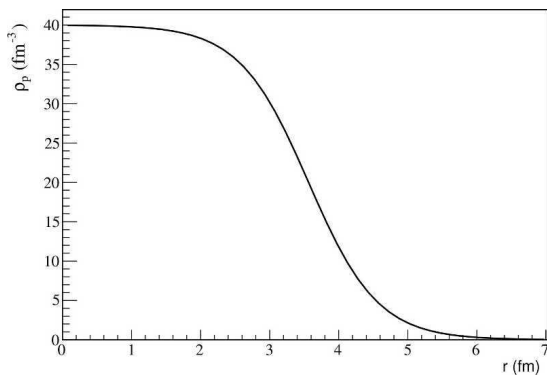
Dans le cas du modèle en couches, l'interaction spin-orbite intervient par l'intermédiaire des éléments de matrice qui sont spécifiques à la région de la carte des noyaux qui est considérée [3] : il est difficile de montrer la dépendance en densité de manière générale. Ce modèle donne des interactions à deux corps, la variation en densité va être obtenue via l'occupation des états.

On peut toutefois remarquer que tous les modèles considérés ici utilisent une forme d'interaction spin-orbite équivalente.

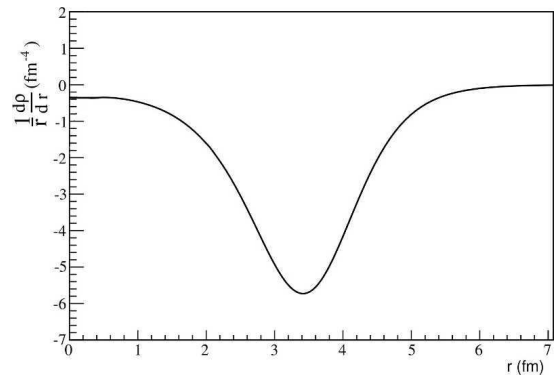
La différence entre ces approches constitue l'origine de cette thèse. L'objectif sera de vérifier la dépendance en densité et de déterminer expérimentalement quelle paramétrisation de l'interaction spin-orbite est la plus adaptée.

1.2.2 Problématique de la thèse : discussion sur la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite.

De par l'intensité de l'interaction forte et du fait que cette interaction soit à courte portée, la matière nucléaire est généralement saturée au sein du noyau. De ce fait, la densité nucléaire peut être décrite par un potentiel de Woods-Saxon. La figure Fig. 1.2(a) présente un noyau ayant une densité saturée, tandis que la figure Fig. 1.2(b) montre la dérivée de la densité dans ce cas. Au vu de la figure Fig. 1.2(b), on



(a) Profil "classique" d'un noyau. Cette densité se caractérise par une densité centrale saturée.



(b) Dérivée de la densité. La densité centrale étant saturée, une dérivée de la densité non nulle n'est observable qu'en surface du noyau.

comprend pourquoi le terme d'interaction spin-orbite est souvent qualifié d'interaction surfacique : c'est uniquement à la surface que la dérivée est non nulle.

Pour les noyaux ayant un rapport N/Z proche de un, une telle distribution en densité ne permet pas de distinguer d'écart entre les différentes approches théoriques étant donné que la principale différence entre les approches est la dépendance en isospin. En effet, si les neutrons et les protons présentent un profil de densité identique, les approches de champ moyen et de champ moyen relativiste seraient identiques (seul W_0 sera différent). D'où l'idée d'aller chercher des noyaux présentant des profils de densités plus exotiques. Dans la partie suivante, nous tenterons d'estimer quel pourrait être le noyau le plus adapté à l'étude de la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite.

1.3 Choix du candidat expérimental adapté.

1.3.1 Sondes expérimentales utilisables.

Noyaux à halos et noyaux présentant une peau de neutrons. Les noyaux à halo et les noyaux ayant une peau de neutrons devraient permettre de tester la variation de l'interaction spin-orbite avec la dérivée de la densité. En effet, comme le montre la figure Fig. 1.2, ces noyaux présentent une densité particulière : la surface est plus diffuse. Cette figure présente les profils de densité des noyaux de ^{12}Be

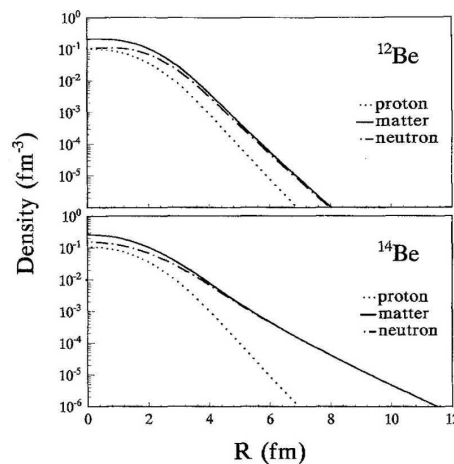


FIGURE 1.2: Densité proton, neutron et total pour les noyaux de ^{12}Be et ^{14}Be , le ^{14}Be étant un noyau à halo. Figure extraite de [10].

et ^{14}Be . Le noyau de ^{14}Be est un noyau à halo : sa densité neutron a un profil très différent.

Cependant, ces noyaux ne sont pas des candidats idéaux pour étudier l'impact de cette densité particulière. Premièrement, les noyaux à halos sont souvent des noyaux légers dans lesquels des phénomènes d'agrégat peuvent apparaître [11], perturbant l'image d'un potentiel de champ moyen. Par ailleurs, ces noyaux sont souvent proches de la "drip-line" prohibant l'étude des deux partenaires spin-orbite, l'un de ceux-ci étant non lié ou influencé par des états du continuum.

Les noyaux à bulles. Les orbitales s présentent des distributions radiales ayant une densité de probabilité maximale à l'intérieur du noyau en raison de l'absence de barrière centrifuge. Les fonctions d'ondes correspondantes ont une dispersion d'autant plus grande que le nombre de noeuds n augmente. Les orbitales de moments angulaires différents de zéro contribuent peu à la densité centrale : leur densité

de probabilité est décalée vers la surface. Par conséquent, dépeupler les orbitales s devrait diminuer la densité centrale jusqu'à, dans certains cas, l'obtention d'un noyau "bulle". L'obtention d'un "trou" dans la densité nucléaire peut paraître inattendu. En effet, les forces nucléaires sont telles que la densité est en principe saturée au centre des noyaux. Cependant, ce type de phénomène a été étudié dès les années quarante.

1.3.2 Quels noyaux sont susceptibles d'être des noyaux bulles ?

La diffusion d'électron sur les noyaux de ^{206}Pb et ^{205}Tl a permis de mettre en évidence la position qu'occupe le proton supplémentaire du ^{206}Pb (comparé au ^{205}Tl). La différence de densité de charge entre ces deux noyaux est présentée figure Fig. 1.3. Cette expérience montre qu'il est possible d'extraire

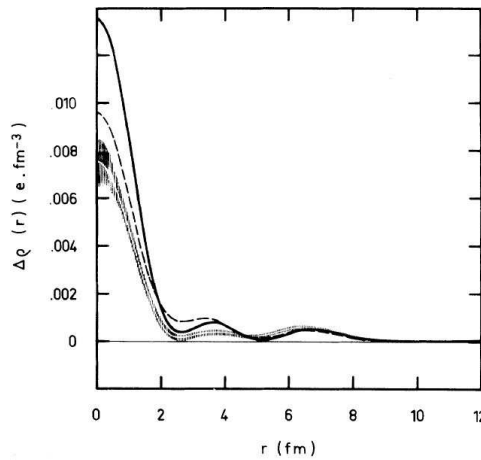


FIGURE 1.3: Différence de densité de charge entre le noyau de ^{206}Pb et ^{205}Tl obtenu expérimentalement et comparé à des calculs de champ moyen. Figure extraite de [12].

des protons qui occupent une position centrale dans les noyaux. Cela est une indication forte qu'il est possible de trouver des noyaux bulles et que ces noyaux devraient avoir un maximum d'orbitales $s_{1/2}$ dépeuplées. Il convient toutefois de remarquer qu'ici, les deux noyaux considérés n'ont qu'un proton de différence. De plus, les corrélations font que 70 % occupent l'orbitale $3s_{3/2}$ d'où une déplétion de densité somme toute assez modeste.

Des prédictions théoriques telles que [?] montre qu'il est possible de détecter de tel noyaux expérimentalement en mettant en évidence les signatures d'un tel phénomène.

Récemment, la formation d'une bulle dans la densité proton résultant de la diminution de l'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ a été étudiée dans le noyau de ^{46}Ar par rapport à celle dans le noyau de ^{48}Ca [13]. Dans le ^{46}Ar , les orbitales protons $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ sont presque dégénérées : les corrélations d'appariement conduisent à une occupation équiprobable de ces deux couches $2s_{1/2}$ [14], n'induisant qu'une faible déplétion de densité centrale entre le ^{48}Ca et le ^{46}Ar . Ainsi, les noyaux les plus aptes à présenter une densité "bulle" sont des noyaux pour lesquels l'orbitale s est bien séparée en énergie et pour laquelle les corrélations sont faibles.

Entre $Z = 20$ et $Z = 16$, l'orbitale $2s_{1/2}$ est située à environ 6,5 MeV au-dessus de l'orbitale $1d_{5/2}$ et à environ 2.5 MeV en-dessous l'orbitale $1d_{3/2}$, formant ainsi deux fermetures de sous-couches à $Z = 14$ et $Z = 16$ [3]. En outre, la fermeture de couche $N = 20$ est suffisamment rigide pour limiter le couplage aux

états collectifs. Cette région de la carte des noyaux semble donc particulièrement propice à la recherche de noyaux présentant une déplétion dans la densité centrale en proton.

De nombreux modèles prédisent que le noyau de ^{34}Si est sphérique. Cela est corroboré par des observations expérimentales telles que la mesure de la masse de ce noyau, la mesure de l'énergie du premier état excité 2^+ [15] et de sa probabilité de décroissance $B(E2)$ [16]. Les corrélations doivent donc être faibles pour ce noyau. Ainsi il serait intéressant de tester ce noyau afin de déterminer si sa densité proton présente une déplétion centrale. Par contre, bien que le ^{34}Ca , noyau miroir du ^{34}Si , doive présenter le même comportement, il est impossible d'étudier ce noyau : il n'a pas encore été observé expérimentalement à ce jour.

Ainsi, il semblerait que le ^{34}Si soit le candidat le plus approprié pour étudier l'influence de la réduction de la densité centrale du noyau sur l'interaction spin-orbite. Focalisons nous dès à présent sur ce cas particulier.

1.3.3 Choix du ^{34}Si .

Comme indiqué précédemment, dans la région entre $Z = 14$ et $Z = 16$, le remplissage des couches protons devrait être tel que l'orbite $2s_{1/2}$ devrait être totalement vide pour le ^{34}Si et totalement pleine pour le ^{36}S conduisant à un écart important entre leurs densités protons.

Pour le ^{34}Si , le taux d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ n'est pas connue expérimentalement. Dans la référence [17], la possibilité de l'existence d'une déplétion de la densité centrale du ^{34}Si est étudiée à l'aide de trois modèles différents : le modèle en couches, et deux approches de champ moyen (relativiste et non). Nous allons résumer ici les principales conclusions obtenues par cette étude.

Les prédictions du modèle en couches. Les taux d'occupation des orbitales de valence ont été calculés à l'aide de l'interaction USD. La densité nucléaire a été déduite en utilisant les fonctions d'ondes d'un potentiel de Wood-Saxon. Le tableau Tab. 1.1, extrait de [17], récapitule les résultats obtenus.

	$S(^{36}\text{S})$	$S^{\text{exp}}(^{36}\text{S})$	$S(^{34}\text{Si})$
$\pi 1s_{1/2}$	1.84		1.82
$\pi 1p_{3/2}$	3.80		3.87
$\pi 1p_{1/2}$	1.90		1.94
$\pi 1d_{5/2}$	6.19	6.0(12)	6.11
$\pi 2s_{1/2}$	1.99	1.63(32)	0.09
$\pi 1d_{3/2}$	0.29	0.61(6)	0.17

TABLE 1.1: Occupation des différentes couches pour le ^{34}Si et le ^{36}S dans leur état fondamental. Les valeurs expérimentales sont également indiquées. Tableau extrait de [17].

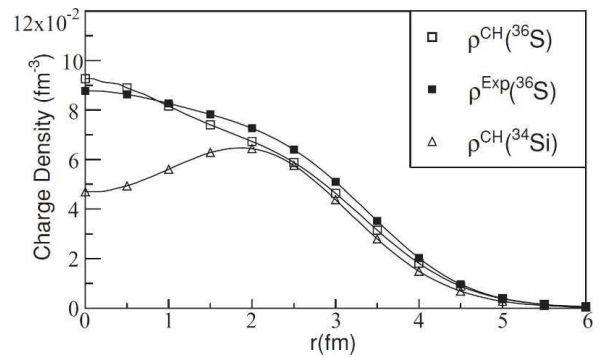


FIGURE 1.4: Densités protons pour le ^{34}Si et le ^{36}S calculées à l'aide du modèle en couches dans la référence [17].

On constate l'excellent accord entre les données expérimentales et les prédictions du modèle en couches pour le ^{36}S . De ce fait, on peut présumer de la validité des prévisions réalisées pour le ^{34}Si .

Sur la figure Fig. 1.4, on constate la diminution de la densité centrale du ^{34}Si comparé au ^{36}S . Cette déplétion centrale est due à l'effet combiné du dépeuplement de l'orbite $2s_{1/2}$ et du remplissage quasi total de l'orbite $1d_{5/2}$.

Il est intéressant d'introduire le facteur de déplétion F . Celui-ci se définit de la façon suivante :

$$F = \frac{\rho_{\max} - \rho_c}{\rho_{\max}} \quad (1.22)$$

où ρ_{\max} et ρ_c sont respectivement la densité maximale et centrale du noyau considéré. Les calculs de modèle en couches prédisent un facteur $F = 44\%$ dans le ^{34}Si .

Résultats des approches de champ moyen. Dans la référence [17], cette étude a aussi été réalisée pour une approche de champ moyen en utilisant l'interaction SLy4, en considérant ou non les corrélations d'appariement.

	USD SM	SLy4 HF	SLy4 HFB	NL3	FSUGold RMF
F	41%	38%	38%	37%	42%

TABLE 1.2: Tableau extrait de [17] qui résume les valeurs du facteur de déplétion centrale F pour le ^{34}Si .

Des calculs utilisant l'approche de champ moyen relativiste ont également été fait en utilisant les interactions NL3 et FSUGold. Le tableau 1.2 résume les résultats obtenus pour le facteur de déplétion F introduit précédemment. On peut constater le faible impact qu'a la prise en compte ou non des corrélations d'appariement sur le facteur de déplétion.

La présence d'une déplétion centrale dans la densité proton pour le ^{34}Si quelque soit le modèle considéré renforce l'idée que ce noyau est un noyau bulle. Cet accord entre les modèles peut grossièrement s'expliquer par l'importance du gap en énergie pour $Z = 14$ qui empêche les différentes corrélations.

Expérience pour sonder la densité du ^{34}Si . Il serait possible de sonder expérimentalement la densité du ^{34}Si bien que ce dernier soit un noyau radioactif. Déterminer le taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$ pourrait être fait par exemple par une réaction de "knock-out" proton, une réaction de transfert ($d, {}^3\text{He}$), ... Une expérience de "knock-out" proton a été acceptée à MSU. Elle est programmée pour le printemps 2012. Cette expérience propose de réaliser l'éjection d'un proton du $^{34}\text{Si}(-1p){}^{33}\text{Al}$ par collision d'un noyau de ^{34}Si à une énergie de 93 MeV/u sur une cible de béryllium de 80 mg.cm⁻². Afin de s'assurer de l'absence de biais dû au dispositif expérimental cette expérience se déroulera en deux étapes :

- une première étape où la réaction de "knock-out" sera réalisée sur le ^{36}S afin de comparer les résultats obtenus aux résultats d'une réaction de transfert ($d, {}^3\text{He}$) déjà réalisée [18]. Les taux d'occupation obtenus lors de cette réaction de transfert sont des taux d'occupation de 0.31 pour l'orbite $1d_{3/2}$, 1.63 pour $2s_{1/2}$ et 5.35 pour l'orbite $1d_{5/2}$.
- une deuxième étape lors de laquelle la réaction avec le $^{34}\text{Si}(-1p){}^{33}\text{Al}$ sera réalisée.

Lors d'une réaction de "knock-out", le moment angulaire de l'orbite dont le proton est extrait peut être inféré de la distribution en moment parallèle du résidu de la réaction. Afin de mesurer précisément cette distribution, l'expérience utilisera le spectromètre S800. L'ensemble de détection de photons SeGa

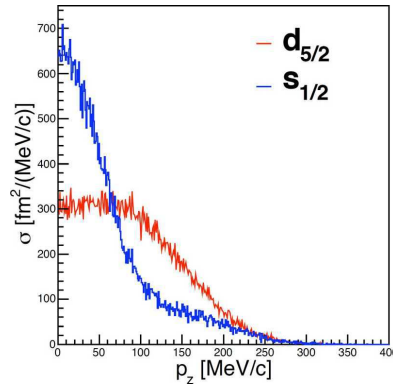


FIGURE 1.5: Simulation des distributions de moment parallèle des résidus de la réaction de "knock-out" sur le ^{34}Si dépendamment de l'orbite d'origine du proton éjecté. En bleu pour l'orbite $s_{1/2}$, en rouge l'orbite $d_{5/2}$.

sera également utilisé afin de détecter les photons émis en coïncidence. Détecter les photons émis en coïncidence permettra de sélectionner de manière exclusive les états d'intérêt.

La figure Fig. 1.5 présente les différences entre les distributions des moments parallèles qui seront obtenues selon l'orbite dont est extrait le proton. La forte différence entre ces deux distributions permet une identification précise qui devrait confirmer que le ^{34}Si est bien un noyau bulle.

1.4 Autres intérêts théoriques de l'étude du ^{35}Si : détermination des monopoles d'interaction et évolution du gap $N = 28$.

Dans la région des masses moyennes, certains noyaux jouent un rôle crucial pour déterminer l'interaction nucléaire : ^{39}K , ^{47}K , ^{41}Ca , ^{37}S et ^{35}Si . Ces noyaux ont la particularité d'avoir une structure de noyau doublement magique avec un nucléon en plus ou en moins. Le schéma de niveau observé pour ces noyaux est proche des énergies effectives simple particule (ESPE). Obtenir le schéma de niveau de ces noyaux permettrait de contraindre efficacement certains monopoles (modèle en couches). L'étude de l'évolution du schéma de niveau des noyaux pour la chaîne isobarique des potassiums entre le ^{39}K et le ^{47}K a permis de déterminer la différence entre les monopoles d'interaction $Vf_{7/2}d_{3/2}$ et $Vf_{7/2}s_{1/2}$ [19].

De la même manière, l'évolution du schéma de niveaux des noyaux de la chaîne isotopique $N = 21$ permet de déterminer la différence des monopoles $Vd_{3/2}p_{3/2}$ et $Vd_{3/2}f_{7/2}$ en allant du ^{41}Ca au ^{37}S et la différence entre les monopoles $Vs_{1/2}p_{3/2}$ et $Vs_{1/2}f_{7/2}$ en allant du ^{37}S au ^{35}Si . Le fait que les états protons $2s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$ soient séparés d'environ 2.5 MeV confère une semi-magicité aux noyaux de ^{36}S et ^{34}Si . Cela permet de déterminer les différents monopoles d'interaction sans avoir trop d'effets de mélange entre les orbites protons $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ comme trouvés pour le ^{46}Ar [14]. L'estimation de ces monopoles passe par la mesure de l'écart en énergie entre les couches neutrons $2p_{3/2}$ et $1f_{7/2}$. Cela revient à mesurer le gap en énergie $N = 28$.

Cette évolution a déjà été mesurée pour les isotones $N = 21$ comme indiqué sur la figure Fig. 1.6.

A noter que l'écart en énergie entre les $7/2^-$ et $3/2^-$ n'a pas été clairement mesuré dans le ^{34}Si : ni le moment angulaire total ni le facteur spectroscopique de l'état $3/2^-$ n'ont été mesurés. Jusqu'à présent,

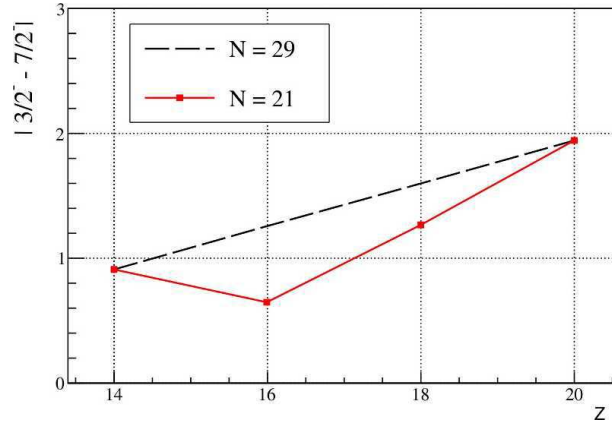


FIGURE 1.6: Evolution de l'écart entre les états $7/2^-$ et $3/2^-$ pour les isotones $N = 21$ (en rouge continu). Cette partie de la figure est extraite de [20]. Une extrapolation de l'évolution de cet écart prédit par les monopoles d'interaction est représentée en noir pointillé pour les isotones $N = 29$ pour lesquels les orbites protons $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ sont dégénérées.

l'état $3/2^-$ observé dans la décroissance β a été considéré comme un état simple particule et ainsi, le gap $N = 28$ était fixé à une valeur de 0.9 MeV pour $N = 21$ [20]. La présente expérience permettra de répondre à ce point.

Par ailleurs, l'approche du modèle en couches considère la même interaction pour les isotones $N = 21$ et $N = 29$ pour cette région de la carte des noyaux. C'est notamment le cas pour l'interaction SPDF-U. A $N = 29$, les états protons sont dégénérés. Comme indiqué sur la figure, une diminution du gap $N = 28$ de 1.1 MeV est prédite entre les noyaux de ^{48}Ca ($Z = 20$) et le ^{42}Si ($Z = 14$). L'évolution de ce gap $N = 28$, constitué des états $7/2^-$ et $3/2^-$, est l'effet moyenné des deux couples de monopoles $V_{s_{1/2}p_{3/2}}$ $V_{s_{1/2}f_{7/2}}$ et $V_{d_{3/2}p_{3/2}}$ $V_{d_{3/2}f_{7/2}}$.

La connaissance du schéma de niveau du ^{35}Si revêt donc un caractère essentiel non seulement pour comprendre l'évolution du gap $N = 28$ pour les isotones $N = 21$ mais également pour les isotones $N = 29$ où a priori les mêmes éléments d'interaction vont intervenir. Cela est d'autant plus important pour ces derniers qu'il est compliqué de connaître précisément l'évolution de cet écart pour les noyaux de Z compris entre 15 et 19 vu la dégénérescence des états protons $2s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$. Avec une réduction de 1.1 MeV du gap $N = 28$, le ^{42}Si est prédit comme déformé dans son état fondamental. La présente expérience de transfert permettra de déterminer précisément le gap $N = 28$ pour le ^{35}Si et pourra apporter une confirmation de la structure du noyau de ^{42}Si .

1.5 Prédiction théorique sur l'influence de la densité centrale sur l'interaction spin-orbite

Précédemment, il a été montré qu'il est fort probable que le ^{34}Si présente une déplétion centrale importante. Il convient donc maintenant de vérifier l'impact que cette densité aurait sur son schéma de niveau et de définir quelles caractéristiques de ce noyau il serait intéressant d'observer expérimentalement afin de tester l'influence de cette déplétion sur l'intensité de l'interaction spin-orbite.

La figure Fig. 1.7 présente l'effet d'une déplétion centrale sur l'interaction spin-orbite.

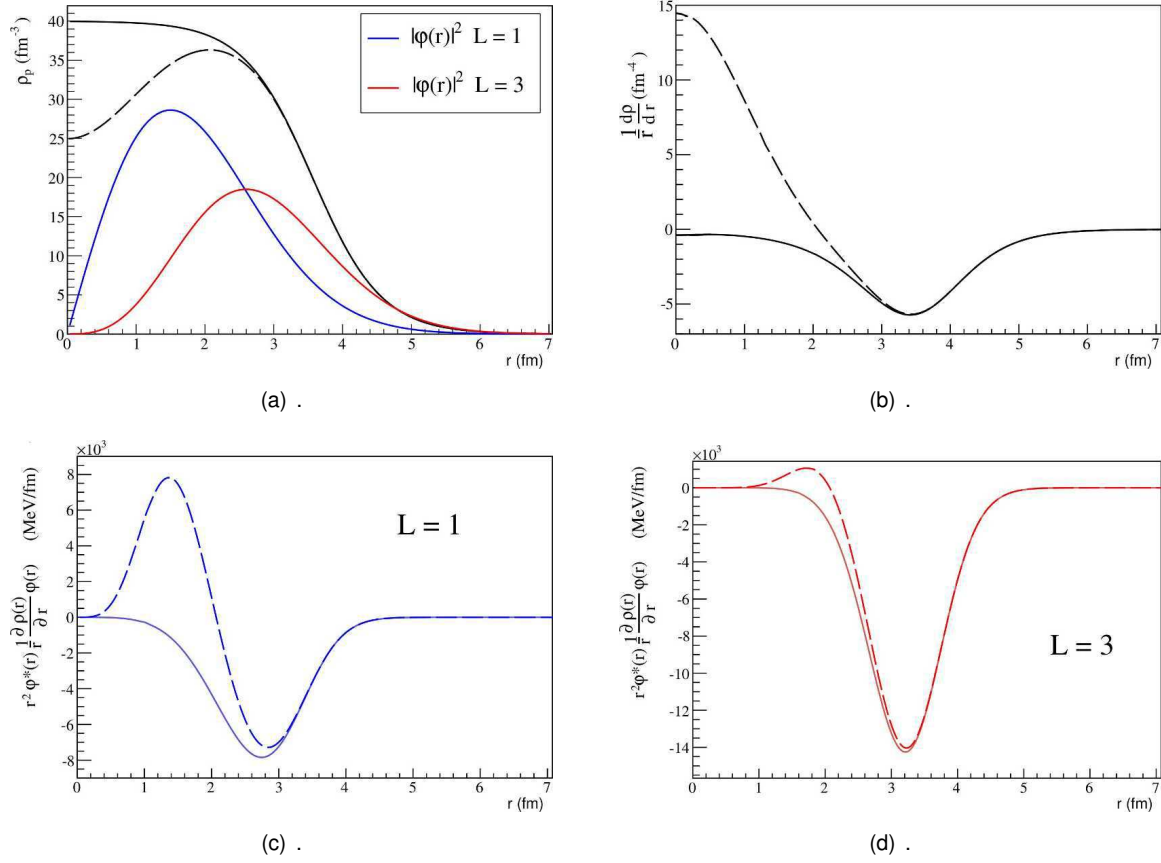


FIGURE 1.7: figure montrant l'influence de la déplétion centrale sur l'interaction spin-orbite.

La figure Fig. 1.7(a) schématise le profil de densité dans le cas d'un noyau saturé (trait plein) et dans le cas d'un noyau déplété (trait pointillé) tandis que la figure 1.7(b) présente la variation de la densité dans ces deux cas : dans le cas d'une densité déplétée (courbe pointillée) et une densité qui a atteint la saturation (trait plein). L'influence de la déplétion centrale sur la dérivée et donc sur le potentiel de spin-orbite est flagrante. Sur la figure Fig. 1.7(a), les densité de probabilité pour les orbitales de moment angulaire $\ell = 1$ et $\ell = 3$ sont également indiquées.

De manière plus spécifique et afin de mieux caractériser cette différence, il convient alors d'examiner l'influence d'un tel terme sur les différentes orbitales. Notons d'abord que l'énergie de spin-orbite pour une particule dans l'état $|\varphi\rangle$ s'évalue de la manière suivante :

$$\langle \varphi | V(r) | \varphi \rangle = \int r^2 dr \varphi^*(r) V(r) \varphi(r) \approx V_0 \int dr r^2 \varphi^*(r) \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \varphi(r) \quad (1.23)$$

le terme $r^2 \varphi^*(r) \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \varphi(r)$ est montré dans les figures 1.7(c) et 1.7(d) dans les deux cas (avec une densité centrale déplétée en pointillé et saturée en trait plein) respectivement pour les orbitales $l = 1$ et $l = 3$. On constate la différence de comportement dans les deux cas. En effet, l'impact sur les orbitales $l = 1$ est nettement plus important que pour les orbitales $l = 3$. Cela est dû à la différence de recouvrement entre ces fonctions d'ondes et la composante du potentiel de spin-orbite créée par la déplétion centrale.

Comme l'illustre la figure, l'impact de la déplétion centrale est nettement plus important si le nucléon a une forte probabilité d'être au centre du noyau. Afin d'observer un effet maximal de la déplétion centrale, il convient de mesurer l'écart en énergie entre les orbitales $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ pour les noyaux de ^{35}Si et ^{37}S .

Une étude théorique similaire est effectuée dans la référence [21] pour les noyaux de ^{46}Ar et ^{206}Hg en utilisant l'approche de champ moyen relativiste. Dans le cadre de l'approche de champ moyen relativiste, la proportionnalité entre le remplissage de la couche $3s_{1/2}$ et l'écart spin-orbite des états $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$ a ainsi été mis en évidence.

1.5.1 Quantification de l'écart spin-orbite des orbitales $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ prédit par les différents modèles.

L'écart entre les deux partenaires spin-orbite $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ a été prédit à l'aide de différents modèles. Le tableau Tab. 1.3 récapitule l'écart en énergie des orbitales $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ prédit pour différents modèles.

	^{37}S (MeV)	^{35}Si (MeV)	évolution %
SM (interaction SPDF-U) [22]	1.74	1.21	30
SM (interaction M3Y)	1.87	1.12	40
MF (interaction SLy4)	1.7	1.5	10
RMF (interaction NL3)	1.7	0.55	70

TABLE 1.3: Tableau récapitulatif de l'écart en énergie des orbitales $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ prédit par les différents modèles. Courtoisie de F. Nowacki, T. Otsuka et J. Pieckarewicz.

On constate ici que les prédictions dépendent fortement du modèle employé. Mesurer l'écart entre ces deux orbitales permet donc de fournir une contrainte forte sur la paramétrisation utilisée pour rendre compte de la dépendance de l'interaction spin-orbite en fonction de la densité. Il convient donc de déterminer expérimentalement les différents états excités des noyaux de ^{35}Si et leurs taux d'occupation et de les comparer à ceux du ^{37}S . Pour faire cela expérimentalement, les réactions de transfert (d,p) seront employées. Dans la suite, après avoir fait l'état de la connaissance de ces noyaux dans une première partie, une approche théorique associée aux réactions de transfert sera proposée dans un deuxième temps.

1.5.2 Comparaison entre le ^{37}S et le ^{35}Si : différence de monopoles d'interaction.

Les deux noyaux d'intérêt, ^{35}Si et ^{37}S , ont tous deux un seul neutron de valence dans l'espace composé des couches $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$. En termes de protons, le ^{35}Si a une couche $1d_{5/2}$ pleine alors que le noyau de ^{37}S possède deux protons supplémentaires qui vont remplir la couche $2s_{1/2}$.

Si les énergies simple particule ne dépendaient que du potentiel de champ moyen, les énergies de liaison devraient être identiques dans les deux noyaux si le neutron occupe la même orbitale de valence. Or cela n'est pas le cas : la différence est la conséquence de l'interaction entre les deux protons supplémentaires dans la couche $2s_{1/2}$ du ^{37}S et le neutron célibataire qui induit deux monopoles d'interaction supplémentaires et ainsi créé des énergies simple particule différentes. La comparaison de ces deux noyaux revient donc à l'effet des monopoles d'interaction. Pour montrer cela, considérons l'écart entre

les deux états neutrons $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ dans ces deux noyaux. En notant ΔE l'écart en énergie entre ces deux états, on obtient :

$$\Delta E(^{37}\text{S}) - \Delta E(^{35}\text{Si}) = 2(V_{j\pi=2s_{1/2}, j_v=2p_{3/2}} - V_{j\pi=2s_{1/2}, j_v=2p_{1/2}}) \quad (1.24)$$

Comme indiqué dans la revue [3] (voir Table 1 de la référence [3]), seule la partie spin-orbite des monopoles $V\pi 2s_{1/2}v2p_{3/2}$ et $V\pi 2s_{1/2}v2p_{1/2}$ est différente. On retrouve donc ici, bien que de manière moins transparente, que la variation de l'écart en énergie entre les états $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ est due à la variation de l'intensité de l'interaction spin-orbite entre ces deux noyaux. Cela est la conséquence de la déplétion centrale de la densité proton dans le noyau de ^{34}Si . Ainsi, une mesure précise de l'écart entre ces deux états $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ dans les deux noyaux permettra de contraindre la différence entre ces deux monopoles d'interaction et de ce fait contraindre la définition de l'interaction spin-orbite.

1.6 Etat de la connaissance du ^{34}Si et du ^{36}S .

1.6.1 Connaissance actuelle du ^{36}S .

Le soufre ^{36}S est un noyau stable. Bien que très peu présent sur terre, il a été possible de produire des cibles de ^{36}S plus ou moins pures. Cela a permis d'étudier la réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ en cinématique directe. De nombreuses études de ce type ont été réalisées à des énergies deuton variées : $E_d = 12.3$ MeV [23], $E_d = 20$ MeV [24] ou $E_d = 25$ MeV [25]. Ces différentes études s'accordent parfaitement pour déterminer les états d'excitation du ^{37}S . Le schéma de niveau ainsi obtenu est représenté figure Fig. 1.8. Les réactions de transfert permettent également de déterminer le moment angulaire des différents états peuplés ainsi que leur facteur spectroscopique. Autant les différentes réactions réalisées s'accordent sur le moment angulaire des différents états, autant les facteurs spectroscopiques présentent de fortes divergences. Cela peut notamment s'expliquer par le fait que les facteurs spectroscopiques dépendent des potentiels optiques utilisés. Le tableau Tab. 1.4 regroupe les principaux résultats obtenus pour les trois réactions de transfert citées précédemment.

E^* (MeV)	ℓ	[23]	ℓ	[24]	ℓ	[25]
		$E_d = 12.3$ MeV C2S(2j+1)		$E_d = 20$ MeV C2S(2j+1)		$E_d = 25$ MeV C2S(2j+1)
0.0	3	7.33	3	5.54	3	6.16
0.645	1	2.80	1	1.75	1	2.62
1.395	2	0.28	2	0.13	2	0.22
1.991	1	0.30	1	0.13	1	0.15
2.640	1	1.61	1	0.97	1	1.54
3.261	1	0.43	1	0.34	1	0.60
...	

TABLE 1.4: Tableau récapitulatif des moments angulaire et facteurs spectroscopiques des principaux états de ^{37}S qui sont peuplés par les réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$.

Le schéma de niveau du ^{37}S est bien connu grâce à de nombreuses études réalisées en cinématique directe. Il est intéressant de tester le dispositif expérimental à l'aide d'une telle réaction car cela permettra d'étalonner le dispositif expérimental utilisé.

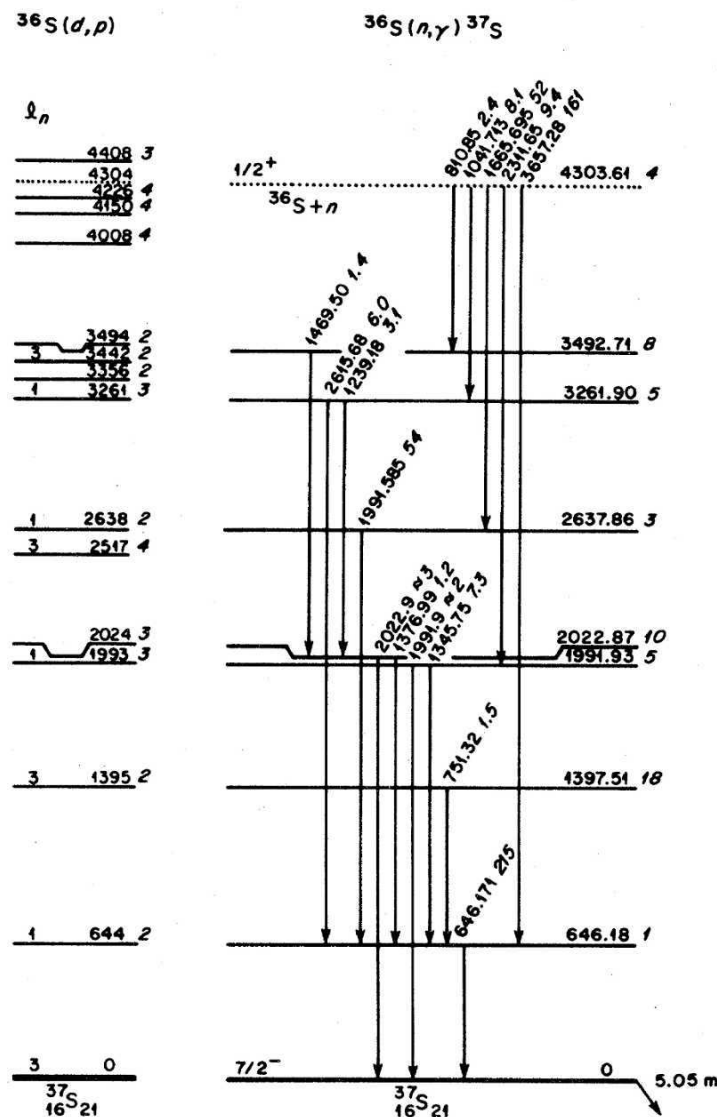


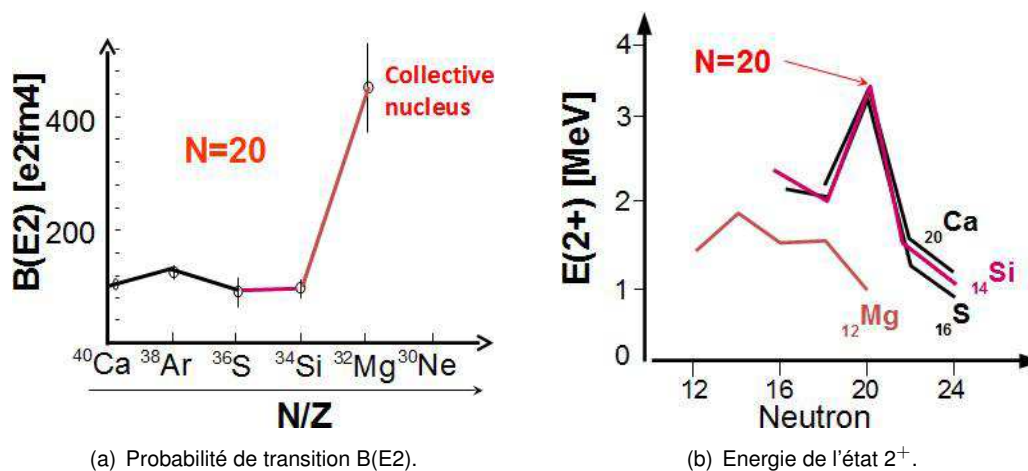
FIGURE 1.8: schéma de niveau du ^{37}S obtenu par réaction $^{36}\text{S}(n,\gamma)^{37}\text{S}$. Figure tirée de [26].

1.6.2 Connaissance actuelle des isotones de silicium utilisés.

Le ^{34}Si a déjà été étudié, notamment par décroissance β [15, 16]. Le spectre du ^{34}Si résultant est alors remarquablement similaire à celle du ^{40}Ca , noyau doublement magique. Dans les deux cas, l'énergie d'excitation du premier état excité est d'environ 3.5 MeV. La figure Fig. 1.9 résume l'évolution de l'énergie de l'état 2^+ et du $B(E2)$ entre le ^{32}Mg et le ^{40}Ca .

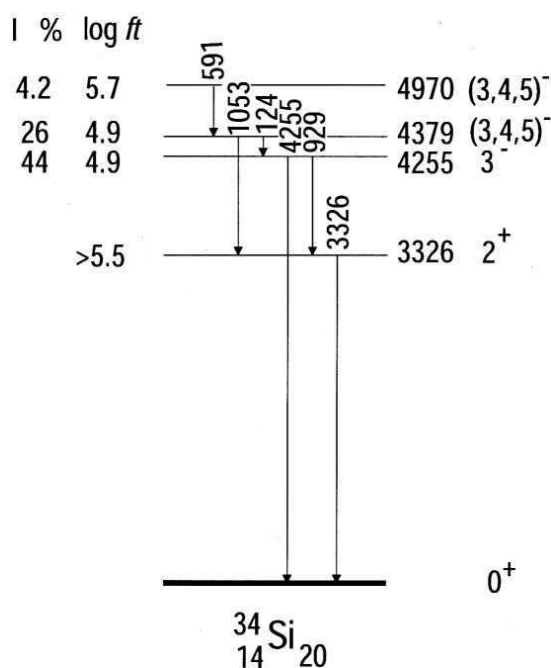
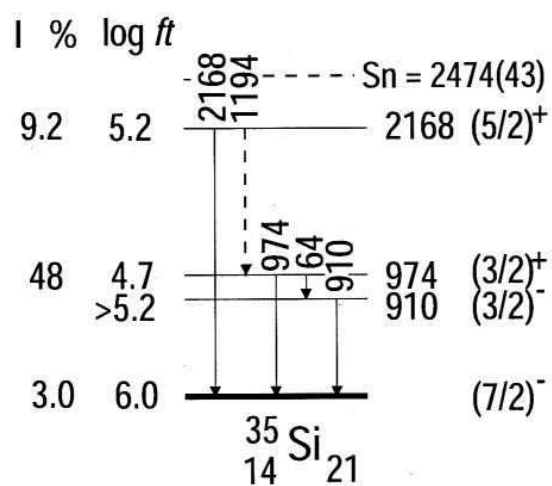
Le caractère doublement magique du ^{34}Si s'explique alors par la fermeture de la sous-couche proton $Z=14$ et de la couche $N=20$ [15, 27]. Ce caractère doublement magique laisse à penser qu'aucune excitation proton n'aura lieu lors de l'étude par réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ nous garantissant ainsi d'étudier uniquement le spectre d'excitation neutron.

Une expérience similaire de décroissance β a été réalisée afin d'étudier la spectroscopie du ^{34}Si et

FIGURE 1.9: Evolution des caractéristiques des noyaux $N = 20$ entre le ^{32}Mg et le ^{40}Ca .

^{35}Si par décroissance β des noyaux de ^{34}Al et ^{35}Al [20].

Les schémas de niveaux pour le ^{34}Si et ^{35}Si ainsi obtenus sont présentés Fig. 1.10 et Fig. 1.11.

FIGURE 1.10: schéma de niveau du ^{34}Si obtenu par décroissance β du ^{34}Al . Figure tirée de [20].FIGURE 1.11: schéma de niveau du ^{35}Si obtenu par décroissance β du ^{35}Al . Figure tirée de [20].

Il convient de remarquer que la décroissance β ne peuple de manière directe que les états excitations protons ou les états d'excitations trous en neutron. Ce type d'expérience ne permet donc pas toujours de peupler les états d'excitation de neutrons qui seront peuplés lors d'une expérience de transfert (d,p).

Dans le cas particulier de la décroissance β du ^{35}Al vers le ^{35}Si , l'état $(3/2)^-$ n'est pas peuplé directement par décroissance β du fait de la parité de l'état fondamental du ^{35}Al . Il est donc nécessaire de faire ce type d'étude afin de compléter le schéma de niveau du ^{35}Si .

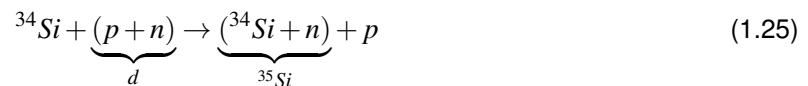
1.7 Méthode expérimentale utilisée : la réaction de transfert (d,p).

Lors d'une réaction de transfert, un ou plusieurs nucléons sont échangés entre le noyau du faisceau et celui de la cible. Ces réactions sont étudiées à des énergies de quelques MeV par nucléon à quelques dizaines de MeV par nucléon, car la section efficace est trop faible à plus haute énergie. En effet, lors d'une réaction de transfert, il est nécessaire d'avoir un accord en énergie entre les nucléons du projectile et ceux du noyau. Ces sondes ont largement été utilisées pour la spectroscopie des noyaux stables : elles permettent d'explorer les énergies, spins et parités des états, et de déterminer les facteurs spectroscopiques. Ces derniers sont déterminés par comparaison des résultats expérimentaux à des calculs modèle en couches. Ils permettent ainsi de déterminer le taux d'occupation des différentes orbitales.

Dans cette partie, nous allons brièvement introduire les méthodes théoriques utilisées pour décrire les réactions de transfert, et montrer comment, à partir des distributions angulaires, il est possible d'extraire de l'information sur les mécanismes de réaction à l'aide de modèles assez simples.

1.7.1 Première approche.

Lors d'une réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$, un neutron est transféré du deuton d au ^{34}Si . Une façon équivalente d'écrire cette réaction serait :



De manière générale, on représente une réaction de transfert par : $A(a,b)B$. Dans notre cas particulier, $A \equiv ^{34}\text{Si}$, $a \equiv d$, $b \equiv p$ et $B \equiv ^{35}\text{Si}$. La figure Fig. 1.12 schématise les voies d'entrée et de sortie d'une telle réaction et permet de définir le système de coordonnées qui sera utilisé dans la suite de cette partie.

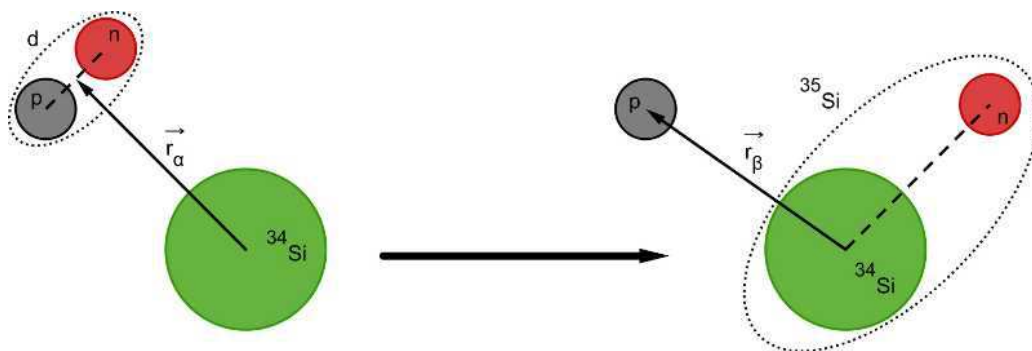


FIGURE 1.12: Schéma d'une réaction de transfert. Le système de notation utilisé dans la suite est illustré ici.

Pour une première approche très simpliste, considérons que cette réaction est une réaction périphérique peu dissipatrice d'énergie et non relativiste. En d'autres termes, les variations d'impulsions, de moments angulaires et d'énergies sont faibles.

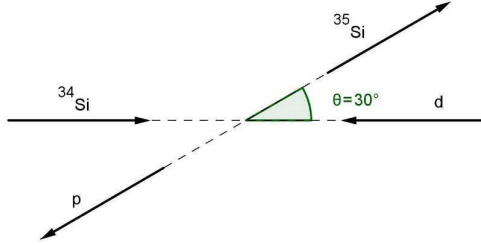


FIGURE 1.13: Schéma de la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ dans le repère du centre de masse.

En notant \vec{p}_d le moment du deuteron incident et \vec{p}_p le moment du proton émis en voie de sortie, on peut déterminer le moment du neutron transféré $\vec{p}_n = \vec{p}_d - \vec{p}_p$. L'impulsion du neutron au sein du noyau sera alors transférée en moment angulaire $\vec{l}_n = \vec{r} \times \vec{p}_n$ où \vec{r} est la position du nucléon transféré au sein du nucléon. Une réaction de transfert étant une réaction périphérique, on peut approximer $\vec{r} \approx R$ avec R le rayon du ^{34}Si . Comme l'indique la figure 1.13, l'angle d'émission du proton θ sera lié à la quantité de moment transféré de telle sorte qu'on puisse écrire :

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\left|\frac{\vec{p}_n}{2}\right|}{|\vec{p}_d|}$$

$$\theta = 2 \arcsin\left(\frac{|\vec{l}|}{2|\vec{r}| \cdot |\vec{p}_d|}\right) \quad (1.26)$$

Ainsi avec cette approche simpliste, on a montré qu'on peut s'attendre à une distribution angulaire qui dépend du moment angulaire transféré et on peut même en déduire l'angle du maximum de la distribution en fonction de la valeur de ℓ .

1.7.2 Description ondulatoire de la diffusion.

Diffusion d'une particule par un centre diffuseur Si on considère un faisceau de A particules de masse m qui se déplacent à la vitesse v suivant l'axe du faisceau, alors on peut considérer que ce faisceau est une onde plane $\psi = \exp(ik_{in}z)$ avec $k_{in} = mv_{in}/h$ le vecteur d'onde. L'interaction de cette onde avec la cible créera une onde diffusée qui présentera une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. La fonction d'onde stationnaire du système dans sa limite asymptotique sera :

$$\psi(r) \sim \exp(ik_{in} \cdot z) + f(\theta) \frac{\exp(ik_{out} \cdot r)}{r} \quad (1.27)$$

où r est la distance au centre de diffusion et θ l'angle de diffusion.

Ainsi le nombre de particules de l'onde diffusée qui sera détecté pour une surface dS par unité de temps sera :

$$v_{out} |\psi(r)|^2 dS = v_{out} |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (1.28)$$

où $d\Omega = dS/r^2$ est l'angle solide couvert par la surface dS et v_{out} est la norme de la vitesse des particule de l'onde diffusée.

La section efficace se détermine donc dans à la limite asymptotique par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{v_{out}}{v_{in}} |f(\theta)|^2 \quad (1.29)$$

où v_{in} et v_{out} sont respectivement les vitesses en voies d'entrée et en voie de sortie. Dans le cas d'une réaction de diffusion élastique, on a conservation de la vitesse. Expérimentalement, la distance entre le détecteur et le point de diffusion est telle que la limite asymptotique est appropriée.

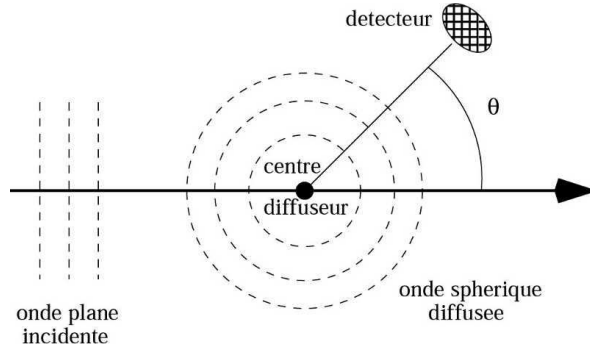


FIGURE 1.14: Représentation schématique du phénomène de diffusion d'une onde plane incidente sur un centre diffuseur. L'onde diffusée est sphérique. Figure extraite de [28]

Réaction entre deux noyaux A et a . Précédemment, on a considéré la diffusion d'une particule élémentaire. Dans le cas d'une réaction de transfert $A(a,b)B$, on considère des système complexes. Si on considère les noyaux A et a en voie d'entrée, ils sont chacun régit par une équation de Schrödinger et le système global aussi. On note ψ_A et ψ_a les solutions de l'équation de Schrödinger pour les noyaux A et a respectivement dans leur repère propre. On peut écrire alors :

$$H_A \psi_A = \varepsilon_A \psi_A, \quad H_a \psi_a = \varepsilon_a \psi_a \quad (1.30)$$

où ε_A et ε_a sont les énergies propres. Ce sont les énergies des deux système sans interaction. L'hamiltonien total s'écrit alors :

$$H = H_A + H_a - \frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 + V_\alpha \quad (1.31)$$

où le terme ∇_α^2 agit sur la distance relative r_α entre les deux noyaux A et a , μ_α est la masse réduite du système total et V_α le potentiel d'interaction.

La fonction d'onde du système total s'écrit alors (comme les ψ_A et ψ_a forment une base complète) :

$$\Psi = \sum_{i \in a, j \in A} \chi_{ij}(r_\alpha) \psi_i \psi_j \quad (1.32)$$

Dans la limite asymptotique, l'équation de Schrödinger du système total peut alors être mise sous la forme suivante :

$$\Psi_\alpha(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{in} \cdot \vec{r}} - \frac{e^{i\vec{k}_{out} \cdot \vec{r}}}{4\pi r} \int e^{-i\vec{k}_{out} \cdot \vec{s}} U(\vec{s}) \Psi(\vec{k}_{in}, \vec{s}) d\vec{s} \quad (1.33)$$

qui porte souvent le nom d'équation intégrale de la diffusion [29]. Ici on a noté $U = 2\mu_\alpha V / \hbar^2$. On retrouve alors l'amplitude de diffusion $f(\theta, \phi)$ qui s'écrit :

$$f(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}_{out} \cdot \vec{s}} V(\vec{s}) \Psi(\vec{k}_{in}, \vec{s}) d\vec{s} \quad (1.34)$$

soit avec la notation de Dirac :

$$f(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \langle \varphi(\vec{k}_{out}) | U | \Psi(\vec{k}_{in}) \rangle \quad (1.35)$$

où $|\varphi(\vec{k}_{out})\rangle = \exp(i\vec{k}_{out} \cdot \vec{r})$. L'équation (Eq. 1.35) n'est qu'une représentation car l'intégrale inclus le terme $|\Psi(\vec{k}_{in})\rangle$ qui est inconnu.

1.7.3 L'approximation de Born des ondes distordues.

Cette approximation suppose qu'on puisse séparer le potentiel $U = U_1 + U_2$ avec U_1 qui est connu et qui permet de facilement déterminer les fonctions propres de diffusion sur U_1 . On nomme χ_1 ces solutions. Elles peuvent être de deux formes :

- $|\chi_1^{(+)}\rangle$ pour les ondes qui seront composées d'une onde plane et d'une onde diffusée sortante.
- $|\chi_1^{(-)}\rangle$ pour les ondes qui seront composées d'une onde plane et d'une onde diffusée entrante.

De la même manière que l'équation (Eq. 1.33) a été obtenue, on peut déterminer l'expression de l'onde diffusée totale. Le facteur d'amplitude devient alors :

$$f(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \langle \chi_1^{(-)}(\vec{k}_{out}) | U | \chi_1^{(+)}(\vec{k}_{in}) \rangle \quad (1.36)$$

A nouveau c'est une solution exacte mais non exploitable. L'approximation de Born des ondes distordues (noté DWBA) consiste à considérer que U_2 est petit comparé à U_1 et donc qu'on peut traiter ce potentiel d'interaction comme une perturbation (on parle d'approximation de Born car on se restreint au premier ordre). L'amplitude obtenue est :

$$f_{DWBA}(\theta, \phi) = f_1(\theta, \phi) - \frac{1}{4\pi} \langle \chi_1^{(-)}(\vec{k}_{out}) | U | \chi_1^{(+)}(\vec{k}_{in}) \rangle \quad (1.37)$$

Cela revient à une approximation d'interaction unique : les ondes distordues permettent de sélectionner le mécanisme sans aucune autre interaction préalable et/ou postérieure. Cette approximation peut être facilement adaptée dans le cas des collisions inélastiques telles que les réactions de transfert. Dans ce cas, le potentiel U_1 est choisi pour décrire le potentiel de diffusion élastique, tandis que U_2 décrit l'ensemble des réactions inélastiques. Cette approximation est généralement justifiée par le fait que l'excitation vers les niveaux de basse énergie qui nous intéressent n'est pas susceptible de changer grandement la fonction d'onde et donc qu'une seule interaction (fût-elle effective) est suffisante pour la décrire.

Il est intéressant de noter que l'on a considéré jusqu'ici que la base définie par la voie d'entrée. Cette base étant complète, elle prend en compte des états où les deux noyaux a et A sont dans le continuum. Cependant, cette base n'est pas adaptée à des calculs de l'évolution après la collision, notamment dans le cas des réactions de transfert pour lesquels il y a échange de nucléons car elle ferait alors intervenir fortement des états non liés. De la même manière qu'en voie d'entrée, on peut construire une base complète à partir des états propres des noyaux B et b . Ainsi, il est commun d'utiliser la base définie à partir des fonctions d'ondes Ψ_A et ψ_a pour décrire le système total avant la réaction, et la base composée des fonctions d'ondes Ψ_A et ψ_a pour décrire le système total après réaction.

1.7.4 Définition du potentiel optique de transition.

L'hamiltonien de la réaction regroupe l'ensemble des processus physiques qui peuvent avoir lieu lors de la collision de deux noyaux. Il est impossible de connaître le potentiel global d'interaction. Celui-ci est donc estimé à l'aide d'un potentiel effectif qui est construit de manière pragmatique. En général, le potentiel d'interaction peut être complexe bien que l'interaction microscopique entre deux noyaux est réelle. La composante imaginaire est introduite afin de rendre compte des voies de réaction autre que la diffusion élastique et qui réduisent l'importance de cette dernière. L'utilisation d'un tel potentiel d'interaction $U_1(r) + iU_2(r)$ supprime le caractère hermitien de l'hamiltonien. Typiquement, la partie réelle

est un potentiel central tandis que la partie imaginaire est piquée au niveau de la surface du potentiel d'interaction. En effet, à basse énergie, les réactions les plus probables autres que la diffusion élastique sont principalement des réactions périphériques

Plusieurs paramétrisations sont disponibles pour les potentiels optiques, et montrent une légère dépendance en fonction de la masse du noyau considéré et de son énergie cinétique. Ces paramétrisations sont ajustées sur un ensemble de données de diffusion élastique pour des noyaux proches de la stabilité. Le choix des paramètres des potentiels optiques dans les cas particuliers étudiés ici seront discuté dans la partie 4.4.

1.7.5 Les facteurs spectroscopiques : définition et règle de somme.

Le neutron dans le deuton occupe principalement l'orbitale $1s_{1/2}$, son moment angulaire orbital, \vec{l}_n , est donc nul tandis que son moment angulaire total est $j_n = 1/2$. Appelons \vec{l}_2 le moment angulaire orbital du neutron dans le noyau de ^{35}Si , et \vec{j}_2 son moment angulaire total. Le moment angulaire total transféré au cours de la réaction $\Delta\vec{L}$, est alors :

$$\Delta\vec{L} = \vec{l}_2 - \vec{l}_n \Rightarrow \Delta L = l_2 \quad (1.38)$$

De plus, les parités des noyaux de ^{34}Si et ^{35}Si sont reliées par la relation : $\pi_{^{34}\text{Si}}\pi_{^{35}\text{Si}} = (-1)^{l_2}$. Cette relation sur la parité et l'équation (Eq. 1.38) permettent, connaissant l'état du ^{34}Si avant réaction, de déterminer le moment angulaire de l'état peuplé dans le ^{35}Si .

La section efficace de formation d'un état dans le noyau créé est reliée à la section efficace déterminée par la méthode DWBA par la relation :

$$\left(\frac{\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \quad (1.39)$$

où S est le facteur spectroscopique de l'état considéré. J_f et J_i sont respectivement le moment cinétique du noyau final et initial.

Pour de nombreuses raisons comme l'apparition de phénomènes collectifs, une orbitale lj peut être fragmentée sur plusieurs états. Les facteurs spectroscopique d'une même orbitale sont alors soumis à la règle de somme suivante [30] :

$$\sum_i S_i^{lj} = 1 \quad (1.40)$$

En pratique, on ne détecte qu'une partie de la force totale. La diffusion entre nucléons comporte des composantes de coeur dur qui se trouvent à haute énergie d'excitation : elles ne sont pas observables par les réactions de transfert utilisées car les réactions de transfert sont périphériques.

1.7.6 Prédiction des distributions angulaires DWBA pour la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$.

La figure Fig. 1.15 montre les différentes sections efficaces prédites par un calcul DWBA pour une réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ vers un état de moment angulaire $\ell = 1$ ou 3. Les sections efficaces sont présentées dans le centre de masse et dans le référentiel du laboratoire. On constate que les sections angulaires sont particulièrement différentes pour les orbites $\ell = 1$ et $\ell = 3$ pour les angles compris entre 100° et 180° dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, pour permettre une assignation précise du moment angulaire des états détectés expérimentalement il est nécessaire de couvrir ce domaine angulaire.

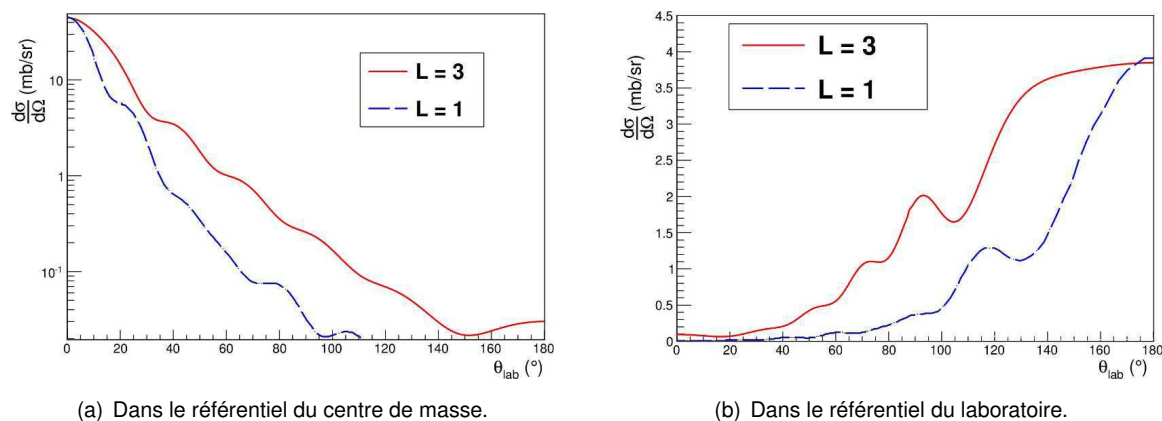


FIGURE 1.15: Calcul DWBA de la section efficace différentielle pour la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ à une énergie de 20 A.MeV.

En plus de dépendre du moment angulaire transféré, la section efficace de transfert dépend fortement de l'énergie de réaction Q et de l'énergie dans le centre de masse. Pour le transfert d'une particule neutre, la section efficace de réaction est maximale pour $Q = 0$. Le deuton étant faiblement lié il y a peu d'écart entre l'énergie de masse du deuton et du proton et neutron séparés. Ce type de réaction favorise donc le peuplement d'états faiblement excités (pour lesquels l'énergie de réaction est proche de zéro). Le choix de l'énergie de faisceau influence non seulement la section efficace totale mais aussi sa distribution angulaire. Dans le cas présent, le choix de l'énergie de faisceau a été réalisé en faisant le compromis entre l'augmentation du taux de production d'un faisceau pur de ^{34}Si et la maximalisation des sections efficaces de réactions. Cela sera discuté dans le prochain chapitre.

1.8 Conclusion de la partie théorique.

Il semble indéniable que le ^{34}Si est le candidat expérimental optimal pour tester la définition de l'interaction de spin-orbite vu qu'il devrait présenter une forte déplétion centrale ainsi que très peu de corrélations entre les protons de la couche $2s_{1/2}$ et les couches $1d_{3/2}$ et $1d_{5/2}$. De plus, $N = 20$ étant un nombre magique, les recouplages avec le coeur neutron n'interviendront qu'à haute E^* . Une expérience de transfert (d,p) permettrait de quantifier précisément l'influence de l'évolution de la densité proton sur le potentiel de spin-orbite neutron. Comme nous l'avons montré précédemment, autant les modèles s'accordent sur la dépendance en densité du potentiel de spin-orbite, autant la dépendance en isospin n'est pas du tout traitée de la même manière. Ainsi, quantifier cette dépendance permettra de contraindre les différents modèles et permettra donc de mieux décrire et comprendre la structure de la matière nucléaire.

Dispositif expérimental.

2.1 Production et caractéristique des faisceaux employés.

2.1.1 production du faisceau.

Le ^{34}Si est un noyau radioactif ayant un temps de vie de 2.77(20) s. Il est donc impossible d'en faire une cible. L'étude de ce noyau nécessite donc une étude en cinématique inverse. Il existe deux principales techniques pour produire des faisceaux radioactifs : la méthode ISOL (Isotope Separator On Line), et la fragmentation (méthode de séparation en vol). Les deux procédés de production sont disponibles au GANIL. Avec la méthode ISOL, un faisceau d'ions très intense est arrêté dans une cible épaisse. Cette cible épaisse est souvent faite d'éléments lourds tel que de l'uranium. Avec Spiral1 au GANIL, la cible est composée de carbone. Selon l'énergie du faisceau primaire et le couple cible/faisceau choisis, différents mécanismes réactionnels interviennent, conduisant à la création d'un large panel d'éléments radioactifs. Dans la cible, les atomes radioactifs sont ionisés et mus par leur énergie thermique. Afin d'accélérer la diffusion et l'ionisation des atomes radioactifs, la cible est portée à haute température ($\approx 2000\text{ }^{\circ}\text{C}$). Un champ électrique est également appliqué afin d'induire un mouvement cohérent des ions radioactifs permettant de les extraire de la cible.

Finalement, les noyaux extraits sont post-accélérés. Cette méthode ne permet pas de produire tous les noyaux. La production d'un noyau est conditionnée par le temps de diffusion, la nature plus ou moins réfractaire du noyau,... Cette méthode ne permet pas de produire des isotopes de Silicium qui sont trop réfractaires pour être extrait de la cible. Seule la fragmentation peut permettre la production d'un faisceau de ^{34}Si . La fragmentation consiste à envoyer un faisceau d'ions lourds sur une cible assez mince. Les fragments produits possèdent une énergie proche de celle du projectile qui leur permet de traverser la cible. Ils sont alors sélectionnés « en vol » dans un spectromètre. Ce procédé a l'avantage de pouvoir produire des faisceaux très exotiques mais avec une qualité optique moins bonne qu'avec la méthode ISOL (distribution en énergie et angulaire beaucoup plus importante que la méthode ISOL). Au GANIL, la production de faisceaux radioactifs par fragmentation est réalisée sur la ligne équipée du spectromètre LISE.

2.1.2 description du spectromètre LISE.

La ligne LISE, schématisée sur la figure Fig. 2.1, permet de produire des faisceaux radioactifs par fragmentation du faisceau primaire sur la cible de production [31]. Ce spectromètre est achromatique entre le point focal objet (la cible de production) et les points focaux de sortie (entrée des salles D4 ou D6) où le système expérimental peut être placé. En d'autres termes, la position au point focal image est indépendante de l'impulsion et l'angle d'incidence à l'entrée du spectromètre. Cela permet d'avoir le même temps de vol quelle que soit la trajectoire de la particule au sein du spectromètre.

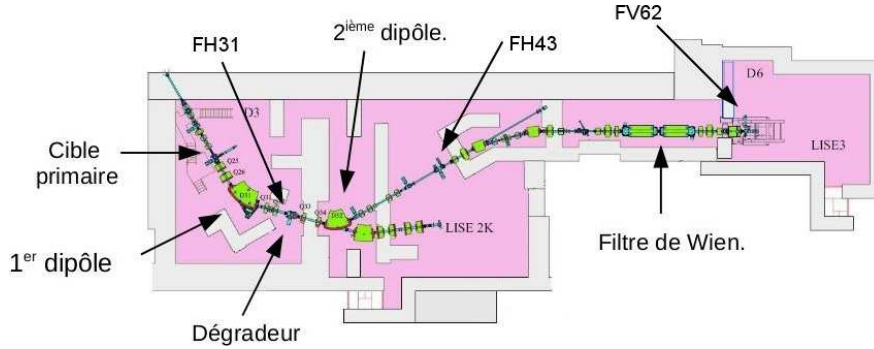


FIGURE 2.1: Schéma du spectromètre LISE présentant les éléments électrostatiques et électromagnétiques essentiels à la sélection des noyaux ainsi que les jeux de fentes associées.

La sélection du noyau d'intérêt parmi l'ensemble des produits de fragmentation est réalisée grâce à des dipôles magnétiques, un dégradeur et un filtre de Wien. Les dipôles magnétiques permettent une sélection en rigidité magnétique $B\rho$. Celle-ci s'exprime de la manière suivante [31] :

$$B\rho \propto \frac{A}{Q} \cdot \beta\gamma \quad (2.1)$$

où A , Q , $\beta = v/c$ sont respectivement la masse, la charge, et la vitesse du noyau d'intérêt.

Le champ magnétique du dipôle est réglé de telle sorte que la trajectoire du noyau d'intérêt suive l'axe optique du dipôle. Cependant, cette sélection n'est pas suffisante pour sélectionner uniquement le noyau d'intérêt car plusieurs produits de fragmentation peuvent avoir la même rigidité magnétique dans le domaine d'acceptance en $B\rho$ du spectromètre. Cette acceptance en rigidité magnétique peut être réglée grâce à un jeu de fentes placé sur la ligne du faisceau (en amont du dégradeur).

Une seconde sélection est effectuée en combinant un deuxième dipôle avec un dégradeur achromatique. Le dégradeur est une épaisseur de matière (du Béryllium à LISE) qui a un profil tel qu'il permet de préserver l'achromatisme du spectromètre. L'introduction d'un dégradeur sur la ligne de faisceau permet de ralentir les produits de fragmentation. La perte d'énergie au sein du dégradeur est proportionnelle à AQ^2/E . Le champ magnétique du second dipôle est alors ajusté pour sélectionner à nouveau le noyau d'intérêt. La combinaison du dégradeur et du dipôle permet une sélection proportionnelle à A^3/Z^2 qui est réalisée à l'aide des fentes FH43.

Une troisième sélection est réalisée à l'aide du filtre de Wien. Le filtre de Wien permet une sélection en vitesse grâce à la superposition d'un champ électrique et d'un champ magnétique orthogonal. En effet, certains noyaux ont une vitesse telle que les forces magnétiques et électriques se compensent.

2.1.3 Faisceaux obtenus.

Le faisceau primaire utilisé ici est un faisceau de ^{36}S produit à une énergie de 50 A.MeV et une intensité d'environ 10^6 pps. Nous détaillons dans cette partie, les différentes sélections effectuées pour produire les faisceaux d'intérêts. L'expérience a été divisée en deux parties durant lesquelles les noyaux de ^{36}S et de ^{34}Si ont été étudiés. Le ^{34}Si étant le noyau d'intérêt, le choix des caractéristiques de la cible de production et du dégradeur a été fait afin de maximiser la pureté du faisceau de ^{34}Si ainsi que

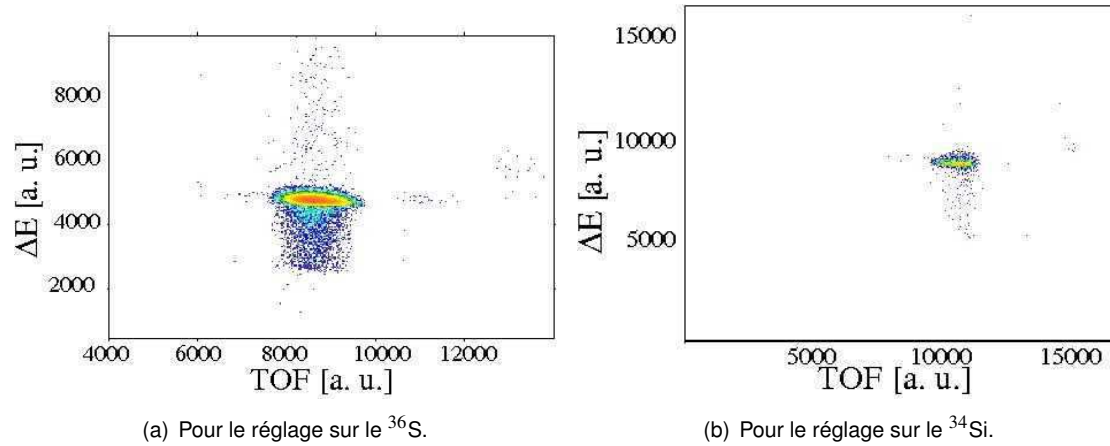


FIGURE 2.2: matrice d'identification obtenue en salle D4 montrant le faisceau utilisé durant l'expérience. Ces matrices d'identifications ont été obtenues à l'aide d'un détecteur Silicium introduit au niveau du plan focal intermédiaire du spectromètre.

son taux de production. De plus, les ions du faisceau ont été ralentis à une énergie d'environ 20 A.MeV afin de maximiser la section efficace de transfert.

Les valeurs des principaux paramètres utilisés durant l'expérience sont rappelées dans le tableau Tab. 2.1. La focalisation du faisceau en D6 a été faite à 3.25 m après les fentes FV62.

	Production de ^{36}S à 18.98 A.MeV	Production de ^{34}Si à 20.49 A.MeV
$B\rho_1$:	1.4185 Tm	2.0280 Tm
$B\rho_2$:	2.0917 Tm	1.5908 Tm
Cible :	Ta(214.3 μm)	Be(1075 μm)
Fentes FH31 :	± 7.3 mm	± 7 mm
Dégradeur :	Be(559.34 μm)	Be(559.34 μm)
FH43 :	± 4.7 mm	± 7 mm
FV43 :	± 5.2 mm	± 5 mm
Filtre de Wien :	—	2000 kV

TABLE 2.1: tableau récapitulatif des valeurs des principales grandeurs pour la production des faisceaux dans les configurations de l'expérience.

Avec une intensité primaire de ^{36}S de 10^6 pps, le faisceau de ^{34}Si obtenu présente une intensité d'environ $1.0\text{-}1.2 \cdot 10^5$ particules par seconde.

La figure Fig. 2.2 montre la matrice d'identification obtenue lors des deux parties de l'expérience. On constate que le réglage pour le ^{36}S permet d'obtenir un faisceau pur. Le réglage réalisé pour le ^{34}Si ne l'a pas permis : on constate une faible contamination de ^{36}P (2.4(3) %).

A noter que le réglage utilisé pour le ^{36}S a été réalisé dans le but d'obtenir les conditions expérimentales les plus proches possibles de celles pour le ^{34}Si .

2.2 Présentation générale du dispositif expérimental.

Dans cette partie, nous allons justifier puis détailler le dispositif expérimental employé pour étudier la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. Nous justifierons les choix réalisés dans le cas du ^{34}Si . Bien entendu, ils s'appliquent également lors du réglage du faisceau de ^{36}S ralenti.

Une réaction de transfert (d,p) est une réaction à deux corps. Dans ce type de réaction, la détermination des caractéristiques de trois des particules impliquées permet d'accéder à celles de la quatrième. Expérimentalement, il est beaucoup plus simple de mesurer les caractéristiques des particules du faisceau et celle du proton émis lors de la réaction de transfert. Le deuton en voie d'entrée de la réaction appartient à la cible de réaction : il est donc à l'arrêt et ses caractéristiques sont donc triviales.

Lors d'une réaction de transfert (d,p) en cinématique inverse, les protons peuvent être émis dans tout l'espace mais avec une section efficace qui dépend fortement de l'angle d'émission du proton. Il convient donc de choisir comment placer les détecteurs de particules chargées pour détecter efficacement et avec un taux de comptage raisonnable les protons émis lors de la réaction.

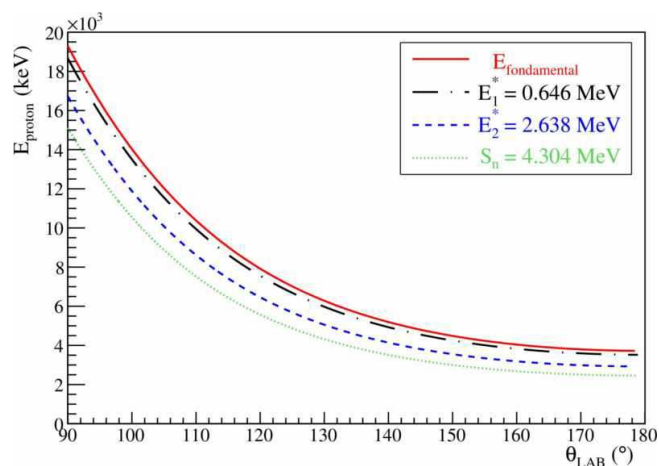


FIGURE 2.3: Lignes cinématiques calculées pour une réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ à 18.492 A.MeV pour différentes énergies d'excitation de l'éjectile lourd. L'énergie de séparation neutron pour le ^{37}S est également indiquée.

La figure 2.3 montre les lignes cinématiques attendues aux angles arrières pour une réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ pour différentes énergies d'excitation de l'éjectile lourd. À la vue de ces lignes cinématiques, on constate que la résolution sur l'énergie des protons détectés ainsi que sur leur angle d'émission est déterminante pour séparer les différentes énergies d'excitation du noyau final, et ce notamment aux angles arrières (proche de 180°).

Par ailleurs, la section efficace de transfert (d,p) est maximale aux angles avant dans le repère du centre de masse. La réaction étant en cinématique inverse, ces angles correspondent aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire. Donc placer les détecteurs aux angles arrières permettrait d'augmenter au maximum l'efficacité de détection moyennant une grande précision de mesure. C'est donc ce qui a été choisi. En outre, placer les détecteurs aux angles arrières permet de s'affranchir d'un grand nombre d'autres réactions qui pourraient avoir lieu comme les réactions de transfert (d,t) et (d, ^3He). En effet ces éjectiles légers seront émis aux angles avant et ne seront donc pas détectés.

2.2.1 Les différents détecteurs employés.

Le dispositif expérimental, utilisé dans la salle d'acquisition D6, est schématisé sur la figure 2.4.

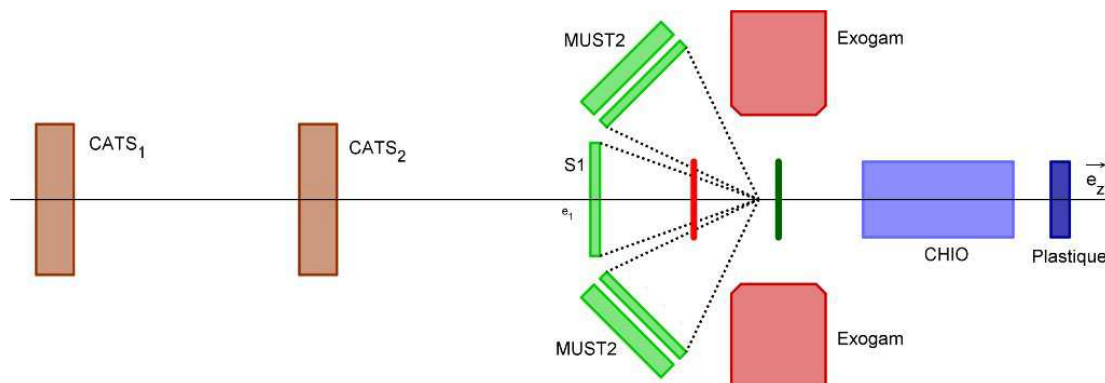


FIGURE 2.4: Schéma du dispositif expérimental utilisé. Le trait rouge illustre la position de la cible mince (configuration 1) tandis que le trait vert représente la position de la cible épaisse (configuration 2).

Quatre télescopes MUST2 sont placés de façon symétrique autour de l'axe du faisceau et couvrent les angles entre 105° et 150° dans le référentiel du laboratoire. Chaque télescope MUST2 permet l'identification des particules légères émises lors de la réaction sur la cible et permettent aussi de mesurer avec précision l'énergie et la position d'impact des éjectiles légers sur les détecteurs. L'étude de ces détecteurs est détaillée dans la section 2.6. Afin d'augmenter la couverture angulaire de détection de particules légères chargées, un détecteur annulaire a été rajouté aux angles arrières (entre 155° et 170°) dont l'étude est faite dans la partie 2.7. Pour déterminer l'angle de diffusion des particules légères détectées, il est nécessaire de reconstruire le point d'impact et l'angle d'incidence des ions du faisceau sur la cible. Deux détecteurs gazeux CATS sont utilisés dans ce but (voir la partie 2.5 pour plus de détail). L'identification des produits de réaction aux angles avant est assurée par un télescope d'identification constitué d'une chambre à ionisation et un détecteur plastique scintillant. De plus, quatre détecteurs germanium segmentés EXOGAM ont été ajoutés afin de détecter les photons émis lors de la désexcitation des produits de réaction.

2.2.2 Différentes configurations choisies liées au choix de la cible de réaction.

Voulant étudier des réactions de transfert à partir du deuton, les cibles employées sont donc des cibles de polypropylène deutérées noté CD_2 .

Le choix de l'épaisseur de la cible de réaction nécessite un compromis entre une minimisation de la dispersion angulaire et en énergie, ce qui nécessite l'emploi d'une cible mince et l'augmentation de la probabilité de réaction qui est favorisée avec une cible épaisse. Deux cibles différentes ont été utilisées au cours de l'expérience :

- configuration 1 : une cible de CD_2 de $2.6(1) \text{ mg.cm}^{-2}$ dans le but d'obtenir une résolution acceptable pour le spectre d'énergie d'excitation des produits de réaction et sur les distributions angulaires des différents états excités de ces noyaux.
- configuration 2 : une cible de CD_2 de 30 mg.cm^{-2} pour d'augmenter le taux de réaction. Dans ce cas les protons sont émis lors de la réaction sont arrêtés dans la cible.

Afin de bénéficier au maximum de ces deux cibles, deux configurations différentes ont été utilisées :

Configuration dite "cible mince" lors de laquelle l'accent a été mis sur l'étude des protons émis lors de la réaction de transfert. Ainsi, la distance entre la cible et les détecteurs de particules légères chargées a été diminuée pour augmenter la couverture angulaire. La cible se trouve donc à 10 cm en amont du centre des détecteurs EXOGAM. Le désavantage de cette configuration est que les détecteurs EXOGAM ne sont pas parfaitement alignés sur la cible dans cette configuration et que leur efficacité de détection diminue.

Configuration dite "cible épaisse" lors de laquelle la dispersion angulaire et en énergie au sein de la cible sont telles que la résolution n'est pas suffisante pour étudier le spectre d'énergie d'excitation grâce aux protons. De plus, de nombreux protons produits par réaction de transfert n'ont pas une énergie suffisante pour sortir de la cible. Ainsi la cible épaisse a été placée au centre des détecteurs EXOGAM afin d'augmenter l'efficacité géométrique de détection des photons. Cela permet de compenser la faible efficacité de détection des photons.

Par ailleurs, une cible de carbone pur de $1.2(2) \text{ mg.cm}^{-2}$ a été aussi employée en configuration "cible mince" dans le but d'estimer le bruit de fond dans les spectres obtenus avec la cible de CD_2 qui est issu des réactions entre les ions du faisceau et le carbone de la cible. L'estimation du fond dû au carbone est détaillée dans la partie 3.7.

2.3 Logique d'acquisition

Le module GMT (Ganil Master Trigger) permet de définir quel type d'évènement est susceptible de déclencher l'acquisition de données. Lors des réactions de transfert (d,p) que nous étudions, un proton est émis. Ainsi, la détection d'un proton dans un des détecteurs de particules chargées (MUST2 ou S1) est potentiellement la signature d'une réaction de transfert (en plus des réactions parasites sur le carbone de la cible). Ainsi, les 4 modules MUST et le détecteur annulaire S1 sont autorisés à déclencher l'acquisition. Le taux moyen de détection avec ces détecteurs est de 5 pps, dont une partie est due aux événements de bruit de fond de ces détecteurs. Étant donné le taux de comptage important dans les détecteurs CATS et dans le détecteur plastique, l'acquisition serait saturée si tous les événements déclenchant ces détecteurs ($> 10^5$ pps) étaient autorisés. Afin d'obtenir une information indépendante du fait que la réaction d'intérêt ait eu lieu ou non, une fraction des événements est autorisée à déclencher. Cela est réalisé grâce à un module de division. Pour les détecteurs CATS et le plastique, 1 événement sur 3000 est autorisé à déclencher.

Pour les détecteurs de photons la logique d'acquisition a été adaptée aux deux configurations utilisées :

- Dans la configuration dite "cible mince", 1 événement sur 3000 est autorisé à déclencher.
- Dans la configuration dite "cible épaisse", l'objectif est d'étudier la spectroscopie du ^{35}Si même si aucun proton n'est détecté en coïncidence. Cependant, il n'est pas judicieux de simplement autoriser ces détecteurs à déclencher : cela induira l'acquisition d'événements parasites comme la détection des photons de radioactivité. Afin d'optimiser la détection des photons issus de la désexcitation du ^{35}Si peuplé lors des réactions de transfert, les événements pour lesquels

les détecteurs de photons et les détecteurs CATS ont déclenché sont autorisés. Cette coïncidence entre un signal de déclenchement issus des détecteurs CATS et celui issus des EXOGAM est réalisé par l'intermédiaire d'un module de coïncidence DSCT.

Quand le GMT reçoit un signal, il prend environ 200 ns pour vérifier si ce dernier est autorisé à déclencher. Dans ce cas, le module fournit une porte logique appelée FAG (Fenêtre d'Analyse Générale) qui est utilisée pour générer les portes de tous les codeurs de l'expérience et qui autorise le stockage de l'évènement.

2.4 Le télescope d'identification des noyaux : chambre à ionisation et plastique.

Dans cette partie, nous allons détailler les caractéristiques du télescope d'identification composé de la chambre à ionisation et du plastique scintillant. Après un bref descriptif du fonctionnement des détecteurs gazeux, les méthodes spécifiques créées pour décoder les signaux issus de la chambre à ionisation seront expliquées dont notamment le traitement de la digitalisation du signal.

2.4.1 Présentation de la chambre à ionisation.

2.4.1.1 Principe de détection d'un détecteur gazeux.

Une particule chargée, en traversant un milieu gazeux, peut interagir suivant divers processus. Le processus dominant de perte d'énergie des particules chargées est l'interaction coulombienne (collisions élastiques et inélastiques) avec les électrons atomiques du milieu traversé. Lors de ces collisions, l'énergie transférée à l'électron atomique du milieu peut être suffisante soit pour l'exciter sur des couches atomiques supérieures, soit pour l'arracher complètement de l'atome qui sera ionisé. La quantité d'énergie transférée à chaque collision est variable, mais ne représente qu'une très faible proportion de l'énergie cinétique initiale de la particule incidente. Pour les milieux peu denses, comme les gaz, l'ionisation est relativement faible et sa distribution suit la loi de Poisson (qui permet généralement de décrire des événements rares).

Le nombre moyen de paires d'électrons et d'ions primaires (N) créées lors de l'ionisation est en moyenne proportionnelle à l'énergie déposée lors du passage de la particule. Ceci peut être résumé par la formule suivante :

$$N = \Delta E / W \quad (2.2)$$

où $\Delta E = -L \cdot \frac{dE}{dx}$ est l'énergie perdue par la particule dans le gaz (L , l'épaisseur du détecteur et $\frac{dE}{dx}$ la perte d'énergie moyenne par unité de longueur), et W l'énergie moyenne de libération d'un électron. Dans le gaz de CF_4 , l'énergie moyenne de libération d'un électron est de $W = 54$ eV. Plus W est grand, plus le nombre de paires créées sera faible, réduisant de ce fait la précision sur la mesure (les fluctuations statistiques seront d'autant plus importantes). Il est intéressant de noter la différence entre l'énergie moyenne d'ionisation (W) et le potentiel d'ionisation (E_I) ce qui montre qu'une partie de l'énergie de la particule incidente est libérée par des processus non ionisants tels que le processus d'excitation coulombienne (voir tableau Tab. 2.3).

Dans une chambre à ionisation, le milieu est plongé dans un champ électrique généré par une paire d'électrodes. Des paires électrons-ions sont créées lors du passage d'une particule chargée dans le gaz. Une fois libérées dans le gaz, et sous l'influence du champ électrique, les électrons et les ions dérivent dans des directions opposées et diffusent respectivement vers l'anode et la cathode. Ce mouvement induit un signal électrique sur les électrodes. Selon l'intensité du champ imposé et de la pression du gaz, il existe plusieurs régimes de fonctionnement. Dans le cas d'une chambre à ionisation, les molécules du gaz ionisées par la particule incidente et les électrons dérivent jusqu'aux électrodes et toutes les paires créées sont collectées sur les électrodes sans amplification.

Les électrons primaires peuvent être réabsorbés dans le gaz par des processus de recombinaison. Pour vaincre l'attraction coulombienne qui s'exerce entre un ion et un électron, le champ électrique appliqué doit être suffisamment fort (typiquement > 100 V/cm).

Comme indiqué précédemment, ce n'est pas la collection des charges à proprement dit mais bien le mouvement des ions et des électrons qui est à l'origine du signal sur les électrodes. L'allure temporelle du signal dépend donc fortement de la vitesse des charges dans le milieu. A l'aide d'un modèle simple de théorie cinétique des gaz [32, 33], il est possible d'exprimer la vitesse de dérive des ions et des électrons dans une chambre à ionisation soumise à un champ électrique E de la manière suivante :

$$v_q = \frac{q\tau E}{m_q} \quad (2.3)$$

où q , m_q sont respectivement la charge et la masse de la particule qui dérive et τ le temps moyen entre deux collisions dans le gaz. Du fait de leur différence de masse, les vitesses de dérive des électrons sont 10^3 fois supérieures à celles des ions. On comprend donc que le signal comporte une composante rapide, qui correspond au déplacement des électrons de leur point de création jusqu'à l'anode, et d'une composante lente due aux ions. De plus, le signal dépend alors aussi de la position de la trajectoire de la particule incidente dans le détecteur.

Pour remédier à ceci et créer un signal d'amplitude indépendant du positionnement vertical de la particule incidente, une grille de Frisch est placée entre les deux électrodes (assez proche de l'anode) : c'est une grille portée à un potentiel intermédiaire entre celui de l'anode et de la cathode. Elle sert d'écran électrostatique, masquant à l'anode le déplacement des ions et des électrons jusqu'à que ces derniers aient franchi la grille. Ainsi, aucun signal n'est induit sur l'anode avant que les électrons ne franchissent la grille quelle que soit la position d'impact de la particule incidente. De plus, la composante lente due au déplacement des ions est aussi écrantée, le signal mesuré est donc uniquement le signal rapide dû au déplacement des électrons ce qui permet de supporter un taux de comptage nettement plus important.

2.4.1.2 Description générale du détecteur.

Le faisceau de ^{34}Si étant obtenu grâce au spectromètre LISE, les produits de réactions sont identifiés à 0° à l'aide d'un télescope composé d'une chambre à ionisation et d'un plastique. L'emploi d'une telle chambre à ionisation est particulièrement intéressant dans le cas d'un faisceau présentant un taux important de contaminant. Cette chambre à ionisation, représentée sur la figure Fig. 2.5, a été développée au GANIL par Charles Spitaels. Les différentes caractéristiques de cette chambre à ionisation sont détaillées dans le tableau 2.2.

Idéalement, ce détecteur doit avoir la meilleure résolution possible ainsi qu'un temps de réponse minimal afin de pouvoir accepter de forts taux de comptage. Pour ce faire, le choix du gaz utilisé est essentiel. Le tableau Tab. 2.3 répertorie quelques propriétés des deux gaz que nous avons considérés : l'isobutane ($i\text{C}_4\text{H}_{10}$) et du tétrafluorométhane (CF_4).

A l'aide de la formule (Eq. 2.2), on constate que le nombre de paires créées dans l'isobutane sera environ le double que dans le tétrafluorométhane. Il est indéniable que la résolution en énergie en pâtira. Cependant, la plus grande contrainte est d'avoir une réponse rapide de la chambre à ionisation pour éviter d'empiler les signaux (pertes d'énergies) issus du passage de plusieurs particules incidentes arrivant les unes après les autres avec des écarts en temps qui sont faibles.

Comme indiqué dans l'équation (Eq. 2.3), la vitesse de dérive dépend du temps moyen entre deux collisions dans le gaz, autrement dit, de la section efficace de collision. En effet, si la section efficace diminue, le temps moyen entre deux collisions augmente.

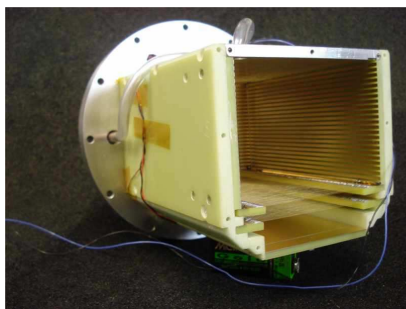


FIGURE 2.5: Photo de la chambre à ionisation avant sa fermeture. A noter la grille de Frish, ainsi que les pistes en or qui assurent la direction et l'amplitude du gradient de champ électrique.

Matière	Épaisseur
Mylar	7 μm
CF_4	1 cm
CF_4	10 cm *
CF_4	1 cm
Mylar	7 μm

* longueur de collection de charge

TABLE 2.2: Tableau récapitulatif des différentes parties de la chambre à ionisation.

Gaz	ρ mg.cm^{-3}	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ keV.cm^{-1}
$i\text{C}_4\text{H}_{10}$	2.49	6.5	10.6	26	5.67
CF_4	3.78	10.0	16.0	54	6.38

TABLE 2.3: Quelques propriétés de l'isobutane et du tétrafluorométhane pour des conditions normales de température et de pression (NTP : 20°C, 1 atm). E_x , E_I correspondent respectivement à l'énergie de première excitation et d'ionisation tandis que W_I est l'énergie moyenne qu'il faut pour produire une paire électron-ion. $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ est la perte d'énergie déposée lors du passage d'une particule de charge unitaire ayant une énergie au minimum d'ionisation. Données extraites du chapitre 28 de [33].

En réalité, la proportionnalité entre la vitesse de dérive et le champ électrique est rarement vérifiée car la section efficace de collision dépend très fortement de l'énergie de l'électron, elle-même déterminée par le champ électrique qui est appliqué. Il est donc nécessaire de prendre en compte les sections efficaces des différents processus élastiques et inélastiques (voir figure Fig. 2.6). Ceux-ci dépendent des détails de la structure atomique et moléculaire du gaz. Par conséquent, la vitesse de dérive des électrons dépend très fortement de la nature du gaz. Des vitesses de dérive élevées sont obtenues par adjonction de gaz polyatomiques (généralement CH_4 , CO_2 , ou CF_4) ayant de grandes sections inélastiques à des énergies modérées [32, 33].

Ainsi, comme montré sur la figure Fig. 2.7, la vitesse de dérive des électrons dans le tétrafluorométhane est environ deux fois supérieure à celle dans l'isobutane. Le tétrafluorométhane permet donc d'avoir des signaux rapides ce qui limite le taux d'empilement tout en produisant un nombre assez important de paires primaires lors du passage de la particule incidente. Il a donc été choisi pour cette expérience.

La chambre à ionisation, dont les fenêtres d'entrée et de sortie ont une surface de $60 \times 60 \text{ mm}^2$, est longue de 12 cm. Ces fenêtres sont constituées de feuilles de mylar épaisses de 7 μm . La chambre est remplie de tétrafluorométhane à une pression de 70 mbar (52.5 Torr). Le débit de gaz est réglé afin de recycler l'intégralité du gaz de la chambre toutes les 20 minutes diminuant ainsi le taux de recombinaison. La cathode, qui constitue le plan supérieur de la chambre à ionisation, est soumise à un potentiel de -600 V tandis que l'anode, en bas, est à +600 V. La grille de Frish, qui se trouve à 2 cm au dessus de l'anode, a un potentiel fixé à 0 V. Ainsi le champ électrique appliqué dans la zone de dérive des ions et des électrons

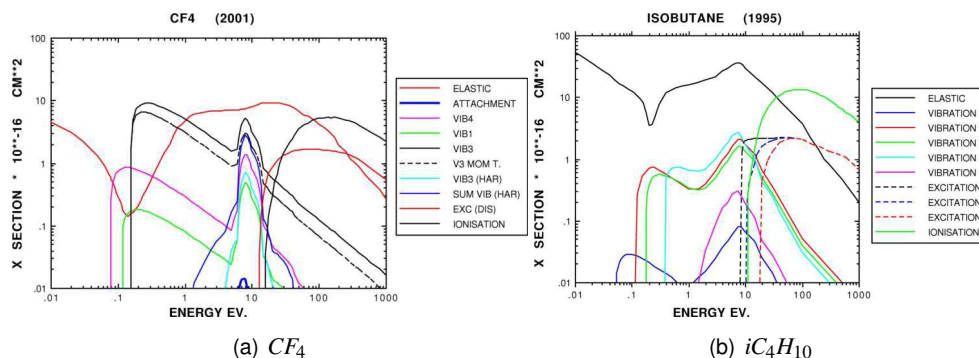


FIGURE 2.6: Différentes sections efficaces utilisées pour déterminer l'équation de transport des électrons dans les gaz. Spectres tirés de [34].

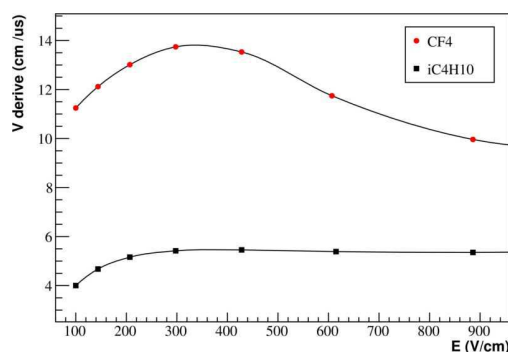


FIGURE 2.7: Vitesse de dérive des électrons dans le tétrafluorométhane (disque rouge) et dans l'isobutane (carré noir) à une pression de 70mbar (52.5Torr).

(entre la grille de Frisch et la cathode) est de $2 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$ tandis qu'entre la grille de Frisch et l'anode le champ est de $6 \text{ V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$. Afin d'assurer un bon gradient de champ dans la zone de dérive, les parois latérales de la chambre à ionisation comportent plusieurs bandes conductrices perpendiculaires au champ électrique, qui forment autant d'équipotentiels (ces bandes sont clairement identifiables sur la figure Fig. 2.5).

La chambre est longue de 12 cm mais seuls les 10 cm centraux sont actifs pour collecter les charges déposées lors du passage d'une particule afin de se priver des effets de bords. Cependant, il ne suffit pas d'avoir un système de détection rapide, il faut que l'électronique associée soit adaptée. Généralement, la chaîne de mesure comprend un préamplificateur et un filtre. Le préamplificateur utilisé ici est un préamplificateur développé pour le détecteur EXOGAM dont les caractéristiques ont été adaptées par P. Bourgault. Afin de ne pas saturer le module de digitalisation (cf ??), le gain du préamplificateur a été choisi à 180 mV/MeV équivalent Silicium. Par ailleurs, pour supporter des taux de comptage de l'ordre de 10^5 particules par seconde (pps), la durée totale de signal doit être inférieure à $10 \mu\text{s}$, ce qui revient à choisir une constante de temps d'environ $2 \mu\text{s}$.

2.4.1.3 Méthodes d'acquisition choisies : analogique et digitale.

Les signaux issus de la chambre à ionisation ont été traités de deux manières différentes : l'une utilisant une méthode "classique", qui intègre le signal de préamplificateur pendant un temps fixe afin d'obtenir la charge déposée. Celle-ci sera présentée dans un premier paragraphe. La seconde méthode consiste à échantillonner le signal du préamplificateur et de travailler directement sur ces données. Cette méthode, réalisée pour la première fois au GANIL avec ce type de détecteur, sera détaillée dans un deuxième temps.

Méthode analogique usuelle. Le schéma associé à l'acquisition avec la méthode analogique est représenté sur la figure Fig. 2.8. On stocke la charge déposée dans la chambre à ionisation avec une

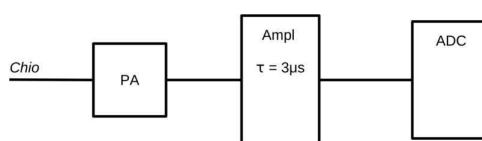


FIGURE 2.8: Schéma de l'électronique associée à l'acquisition analogique pour la chambre à ionisation.

constante d'intégration $\tau = 3 \mu s$.

Électronique pour la digitalisation. Le schéma de l'acquisition réalisant la digitalisation est représenté sur la figure Fig. 2.9.

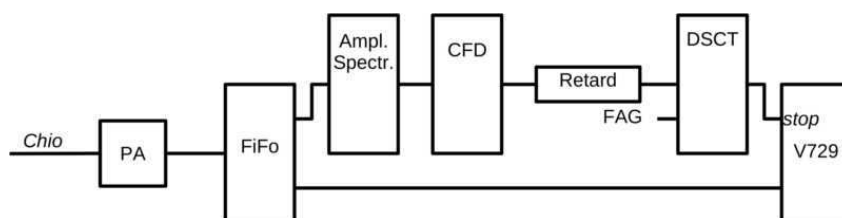


FIGURE 2.9: Schéma de l'électronique associée à l'acquisition avec la digitalisation pour la chambre à ionisation.

Le module V729A est un module VME qui permet d'échantillonner un signal à une fréquence choisie (dans notre cas 400 MHz soit un échantillon toutes les 25ns). Son but est de convertir et de stocker dans un buffer le signal analogique qui appartient à une fenêtre temporelle placée autour d'un signal STOP.

Le signal analogique entrant est converti à une fréquence de 400 MHz et stocké dans un buffer circulaire long de 4096 échantillons soit 10.24 ms. Lorsque le buffer circulaire est rempli, le plus ancien échantillon stocké est effacé et remplacé par le nouveau. Dans la configuration choisie, la tension de chaque échantillon, comprise entre -1 V et 1 V, est codée sur 4096 canaux. Ainsi avec un gain de préamplificateur à 180 mV/MeV équivalent Silicium, six évènements peuvent être empilés sans saturer la chaîne d'acquisition.

Lorsqu'un signal STOP arrive, les données stockées dans le buffer circulaire sont transférées vers le buffer de sortie. L'opérateur peut choisir la longueur du signal qu'il souhaite stocker à chaque évènement.

Nous n'avons stocké que 350 échantillons par évènement ($8.75 \mu s$) afin de limiter les temps de lecture de la carte, et donc le temps mort. Pour plus de précision, voir le manuel technique [35].

Le signal en temps servant à fournir le signal STOP, est obtenu à l'aide d'un amplificateur rapide et d'un discriminateur à fraction constante (CFD). Afin de ne fournir un signal STOP que pour les évènements d'intérêt, une coïncidence entre le signal de temps de la CHIO et la FAG, qui par exemple indique la détection d'un proton issu de la réaction de transfert (d,p), est réalisée à l'aide du module DSCT. Ce module est un module de coïncidence qui permet de fournir un signal STOP synchronisé avec le signal du discriminateur de la chambre à ionisation, indépendamment du temps d'arrivée de la FAG dans la gamme de coïncidence. Ainsi, le déclenchement du codage avec la digitalisation est indépendant du temps d'arrivée du signal déclenchant l'acquisition ce qui permet de toujours coder la même gamme de signaux de CHIO.

2.4.2 Traitements du signal employés pour la digitalisation.

2.4.2.1 Signaux encodés.

Lors de l'acquisition d'un évènement avec la chaîne d'électronique de digitalisation, le signal stocké est donc un vecteur comprenant 350 échantillons de l'énergie délivrée par le pré-amplificateur. Un exemple des signaux reçus est montré figure Fig. 2.10. On constate que le temps de montée du signal

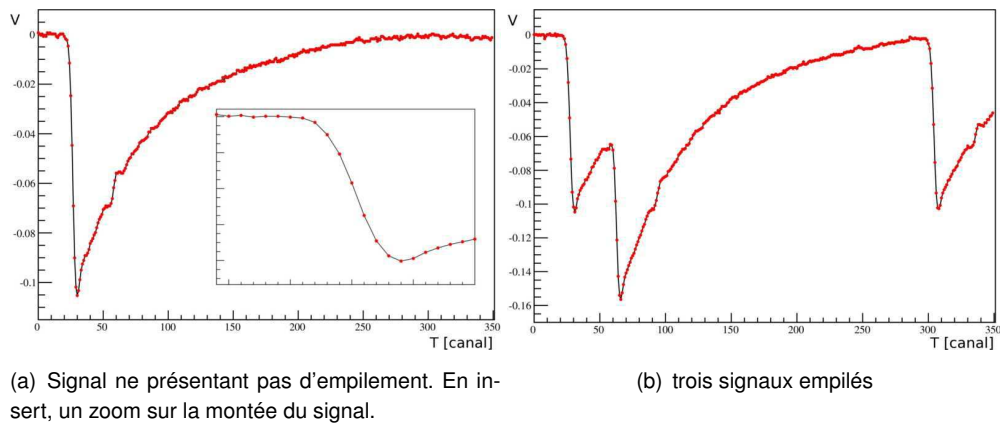


FIGURE 2.10: Signaux obtenus à l'aide du module V729A. L'amplitude en Volt du signal du préamplificateur est représentée en fonction du temps (1 canal = 25 ns).

est d'environ 275 ns et que la constante de temps du pré-ampli, responsable de la décroissance du signal est de $1.40(1) \mu s$.

Sont présentées ici les différentes méthodes implémentées nécessaires à l'extraction d'un signal physique à partir de ce vecteur d'échantillons.

2.4.2.2 Description des différentes méthodes implémentées.

Détection de pics : Cette méthode permet de détecter le nombre de pics captés durant le temps d'échantillonnage, i.e. la multiplicité de l'évènement. Cette méthode ne peut fonctionner avec une

simple détection à seuil fixe. Un pic est détecté si l'écart en énergie entre deux échantillons successifs est supérieur à un seuil (légèrement plus grand que l'amplitude de fluctuation du signal). En d'autres termes, lorsque la dérivée est supérieure à un seuil. Le début du pic est noté *PEAK*. Le maximum du pic est aussi détecté, et correspond au moment où l'écart entre deux échantillons successifs repasse sous le seuil défini précédemment (la dérivée repasse sous le seuil). La position du maximum du pic est notée *PEAK_STOP*. La position de ces grandeurs est schématisée sur la figure Fig. 2.11.

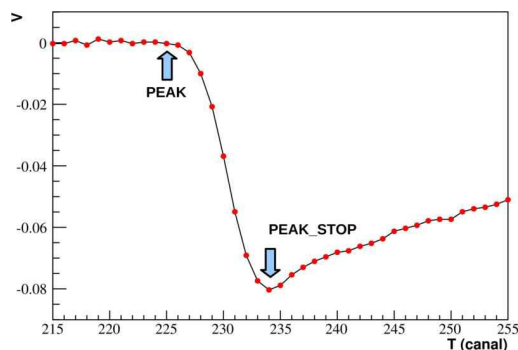


FIGURE 2.11: Schéma de la définition de la position du pic.

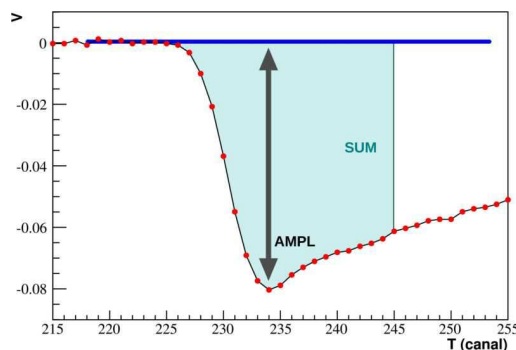


FIGURE 2.12: Schéma illustrant la méthode de détermination de l'énergie déposée dans la chambre à ionisation à l'aide du calcul de l'amplitude et de l'intégrale du signal de préamplificateur.

Calcul de l'énergie : L'énergie déposée est calculée par différentes méthodes, soit directement à partir de l'amplitude du signal du pré-amplificateur, soit en intégrant ce signal pendant un temps donné (donc en mesurant la charge du signal). Ces deux méthodes sont schématisées sur la figure Fig. 2.12. Dans les deux cas, il est nécessaire d'avoir une excellente connaissance de l'évolution du signal de base. En effet, si l'intensité du faisceau est faible, le pré-amplificateur aura le temps de se décharger entièrement entre les différents pics. Ainsi le signal de base sera une constante indépendante du temps (aux fluctuations de la ligne de base près). Si l'intensité est plus élevée, il se peut que le signal qu'on veut étudier soit dans la queue de décroissance d'un événement précédent. La ligne de base, pour le signal considéré, sera donc une décroissance exponentielle. L'ajustement par une droite entraînera un biais qui sera discuté et corrigé dans la partie 2.4.2.3

Estimation de la ligne de base : Pour chaque pic détecté, le comportement de la ligne de base est estimé par un ajustement linéaire sur vingt échantillons (500 ns).

Calcul de l'amplitude : l'amplitude maximale est calculée en moyennant l'amplitude sur dix échantillons (250 ns) après le *PEAK_STOP*. L'amplitude de la ligne de base est extrapolée grâce à l'ajustement effectué sur la ligne de base. L'amplitude du signal, notée *Ampl*, est donc la différence entre ces deux valeurs.

Calcul de l'intégrale : A partir du pied du pic (*PEAK*), l'intégrale (notée *Sum*) est calculée en sommant les différences d'amplitude entre l'extrapolation de la ligne de base et les signaux captés sur vingt échantillons (500 ns). Ce calcul n'est effectué que si l'écart entre le pic considéré et le suivant est supérieur à 500 ns. Le choix de vingt échantillons a été fait afin de maximiser le pouvoir séparateur

de cette méthode sans considérer une période en temps trop importante. En effet, si on somme sur cinquante échantillons ($1.25 \mu s$), la résolution est légèrement augmentée mais le taux de rejet d'évènement est beaucoup plus important. Lors de notre expérience, 67 % des évènements présentent un empilement. La méthode d'intégrale en considérant vingt échantillons en rejette 4 % (pourcentage d'évènement pour lesquels l'écart en temps entre deux pic consécutifs est trop faible pour pouvoir faire le calcul de l'intégrale). Si on avait utilisé cinquante échantillons on en aurait rejeté 19 % !!

Cumul des deux méthodes pour le calcul de l'énergie : Nous avons donc deux méthodes qui permettent de déterminer les pertes d'énergie dans la chambre à ionisation. Comme indiqué sur la figure Fig. 2.13(a), les deux méthodes sont équivalentes sur toute la gamme en énergie. Cependant, il existe certains évènements pour lesquels il n'y a pas cette égalité entre amplitude et intégrale. Ce types d'évènements sont visibles sur la partie haute à droite de la figure Fig. 2.13(a). Un exemple d'évènement pour lequel il n'y a pas d'équivalence est représenté figure Fig. 2.13(b) (courbe avec cercle rouge). Ce type d'évènements est la superposition de deux évènements et les méthodes implémentées ne parviennent pas à les séparer. En cumulant les deux technique de détermination de la perte d'énergie, ce type d'évènements peut être détecté et éliminé. Ce seront donc des évènements perdus.

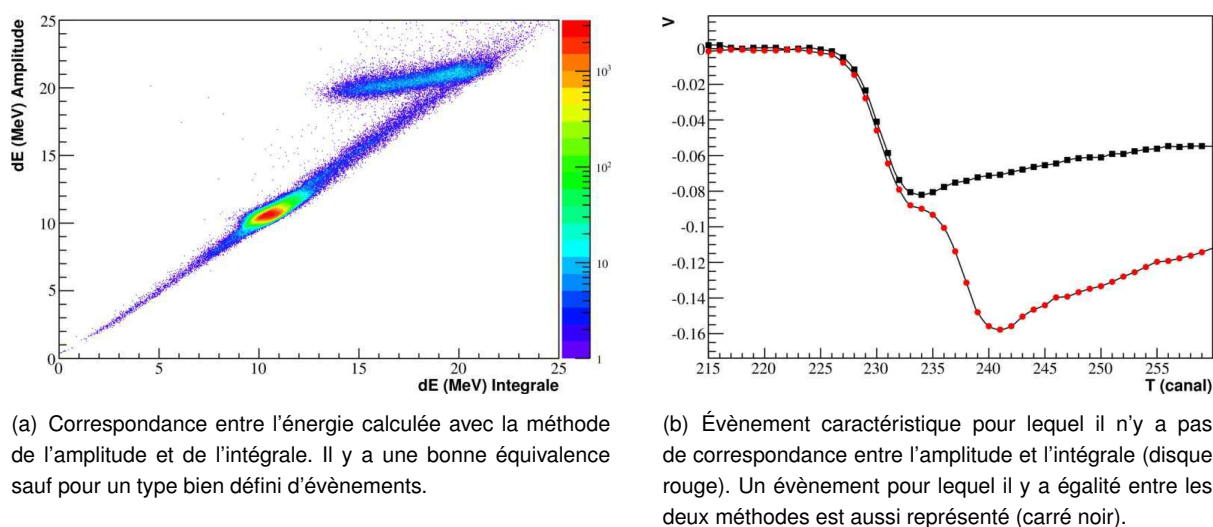


FIGURE 2.13: Figure montrant l'intérêt de cumuler les deux méthodes de calcul de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation.

A noter qu'une sélection sur le temps de montée du signal permettrait, de manière équivalente, d'éliminer ces évènements pour lesquels on n'arrive pas à séparer les deux signaux.

2.4.2.3 Correction de l'estimation de la ligne de base du signal de pré-amplification.

Un ajustement linéaire de la ligne de base permet d'avoir rapidement, avec quelques points uniquement, une bonne estimation de la tendance globale et ce malgré les fluctuations du signal (bruit haute fréquence). Cependant, la décroissance d'un signal n'est pas linéaire mais exponentielle donc il existe

FIGURE 2.14: Signal capté dans la chambre à ionisation lorsqu'un empilement a lieu. En bleu pointillé, un ajustement avec une exponentielle illustre la composante due au premier pic. L'estimation du fond pour le deuxième pic effectuée lors du traitement est schématisée par la droite noire. L'écart entre ces deux courbes est l'erreur induite par une estimation de la ligne de base avec un ajustement linéaire. C'est cette partie de l'énergie qui est estimée et corrigée à l'aide de la courbe de la figure Fig. 2.15.

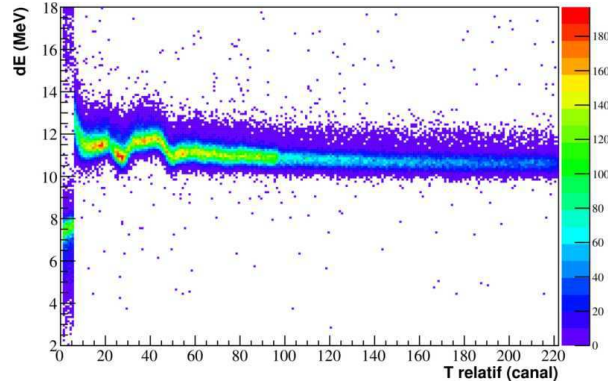
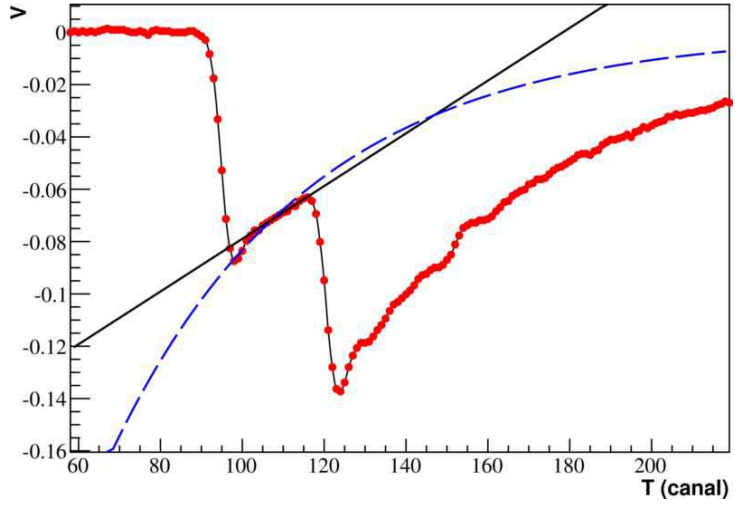


FIGURE 2.15: Amplitude du signal calculée en fonction de l'écart en temps avec le pic précédent ($T_i^{relatif} = PEAK_i - PEAK_STOP_{i-1}$). Cette dépendance peut être corrigée.

un écart entre l'amplitude réelle et celle calculée qui est d'autant plus importante que les deux événements sont proches en temps l'un de l'autre. Ceci est schématisé sur la figure Fig. 2.14. La figure Fig. 2.15 montre l'amplitude obtenue pour un même signal en fonction du temps séparant deux événements successifs. L'effet est au maximum de 20%. Une fonction de correction a été implémentée pour corriger cela. Ainsi, l'amplitude est indépendante du temps séparant deux événements. Cependant, on ne peut corriger cet effet que dans le cas où l'on connaît l'écart en temps avec le pic précédent. Pour les premiers pics de chaque événement, il est impossible de connaître l'écart en temps avec le pic précédent. Il y a néanmoins aussi une dépendance entre la pente de la ligne de base et l'amplitude du pic. Il est donc possible d'effectuer une autre correction, bien que plus grossière, à l'aide de la pente de la ligne de base.

Dans cette partie, les différentes méthodes implémentées ont été détaillées. Dans la suite, nous montrerons que ces méthodes permettent un traitement efficace des différents événements et cela même avec une forte intensité faisceau. Bien entendu, il doit exister d'autres méthodes telles que des méthodes de filtrage trapézoïdale, de transformée de Fourier,... qui devraient être satisfaisantes. Une première piste d'étude pourrait être d'utiliser les algorithmes de transformées de Fourier développés pour les détecteurs AGATA.

Il faudrait pouvoir consacrer plus de temps à ce sujet afin de déterminer la méthode la plus efficace de traiter les signaux de digitalisation...

2.4.3 Calibration et résolution.

2.4.3.1 Calibration de la chambre à ionisation.

Lors de l'expérience, un réglage du spectromètre a été réalisé au cours duquel un cocktail de noyaux a été envoyé dans la chambre à ionisation produisant ainsi des signaux ayant des charges différentes, donc des dépôts d'énergie différents. Les pertes d'énergie des principaux noyaux produits lors de ce "run" sont récapitulées dans le tableau Tab. 2.4. Ce réglage a servi à calibrer la chambre à ionisation en perte d'énergie. La figure Fig. 2.16 représente la courbe d'étalonnage obtenue lors de la calibration en énergie (méthode de calcul de l'amplitude du signal du préamplificateur faite pour la digitalisation). On constate que la réponse de la chambre à ionisation est bien linéaire.

noyau	$E_{loss}(MeV)$	$E_{PL}(MeV)$
$^{36}S^{14+}$	8.683	1211
$^{35}P^{14+}$	7.349	1248
^{35}Si	6.423	1249
^{34}Si	6.139	1286
^{32}Al	5.413	1179
^{31}Al	5.163	1216
^{29}Mg	4.505	1109
^{28}Mg	4.268	1148
^{26}Na	3.654	1039
^{25}Na	3.439	1080

TABLE 2.4: Tableau de l'énergie déposée dans la chambre à ionisation et dans le scintillateur plastique pour les différents noyaux du cocktail.

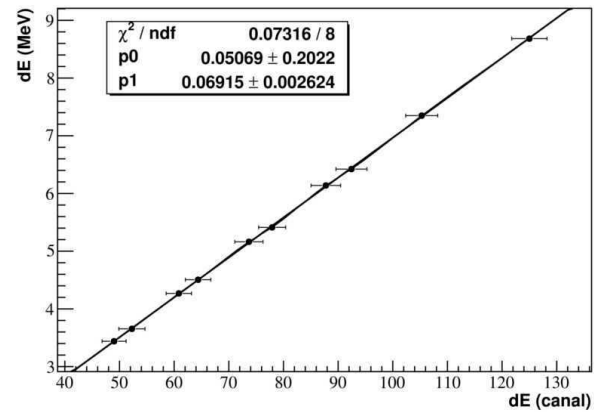


FIGURE 2.16: La courbe d'étalonnage effectuée pour la calibration en énergie en utilisant l'amplitude du signal du préamplificateur issue de la méthode de digitalisation. On constate la linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie déposée.

Les figures Fig. 2.17 et Fig. 2.18 représentent les noyaux traversant la chambre à ionisation durant ce run. On peut les identifier selon leurs temps de vol entre la HF et le plastique suivant l'axe des abscisses et leurs pertes d'énergies dans la chambre à ionisation suivant l'axe des ordonnées. A noter, la ligne verticale qui correspond à des noyaux ayant tous la même vitesse, c'est-à-dire pour laquelle tous les noyaux ont un rapport $A/Q = 2.5$ (cf $B\rho = mv/Q$). Ces évènements ont un temps d'environ 70ns. On constate les très fortes similitudes entre les résultats obtenus avec l'acquisition analogique et la digitale. La coupure à basse énergie pour la méthode digitale est simplement due au réglage du seuil du discriminateur (cf Fig. 2.9) et pas au processus de digitalisation.

2.4.3.2 Résolution lors des différentes conditions d'acquisition.

Que ce soit lors des tests de la chambre avec des sources alphas, ou lors de la réalisation du "run" avec le cocktail de noyaux, le taux de comptage était très limité (environ 10^3 particules par seconde pour

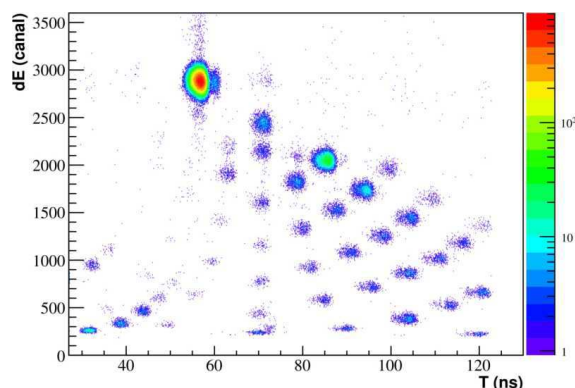


FIGURE 2.17: Carte d'identification des noyaux produits lors du "run" avec le cocktail de noyaux obtenus avec la méthode analogique. L'identification est réalisée à l'aide du temps de vol entre la HF et le plastique suivant l'axe des abscisses et leurs pertes d'énergies dans la chambre à ionisation suivant l'axe des ordonnées.

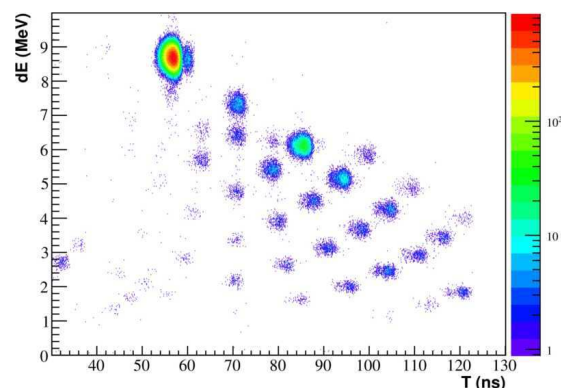


FIGURE 2.18: Carte d'identification des noyaux produits lors du "run" avec le cocktail de noyaux obtenus avec la méthode de l'amplitude implémentée pour la digitalisation.

le "run", 2 pps avec la source α que l'on avait collimatée). Lors de l'expérience, avec le faisceau stable de ^{36}S ou le faisceau de ^{34}Si , l'intensité était aux alentours de 10^5 pps. Du fait de ce taux de comptage beaucoup plus important, les résolutions changent significativement.

La figure Fig. 2.19 reprend les résolutions obtenues pour les différentes méthodes d'acquisition en fonction de l'énergie déposée dans la chambre à ionisation. Les valeurs obtenues pour des énergies inférieures à 10 MeV sont obtenues à partir du "run" avec le cocktail de noyaux. Pour ces données collectées avec une faible intensité de faisceau, la méthode analogique est plus précise et présente une résolution pratiquement constante sur toute la gamme en énergie. La résolution pour la méthode de l'amplitude varie considérablement avec l'énergie et cela est d'autant plus important pour la méthode de l'intégrale. Cela est en partie dû au fait que chaque échantillon n'est codé que sur 4096 canaux lors de la digitalisation du signal du préamplificateur (précision de l'ordre du mV uniquement).

Les points à 10.6 MeV sont extraits des données collectées avec le faisceau de ^{34}Si , c'est à dire à fort taux de comptage. On constate que les méthodes implémentées pour la digitalisation ne sont pratiquement pas affectées alors que la méthode analogique n'est plus du tout adaptée.

On peut conclure aux vues de ces résolutions, qu'il est impossible d'utiliser l'acquisition analogique avec une intensité de l'ordre de 10^5 pps. Finalement, la résolution de la chambre à ionisation en utilisant les signaux digitalisés est de l'ordre de 3%.

2.4.4 Le scintillateur plastique.

Le plastique est composé de plastique scintillant NE102 ayant une surface de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur de 1.5 cm. Une photo du dispositif est visible à la figure Fig. 2.20(b). Lorsqu'une particule le traverse, l'énergie déposée est convertie en lumière. Un guide de lumière achemine la lumière ainsi produite jusqu'à un photomultiplicateur. Le schéma électronique associé à ce détecteur est résumé figure Fig. 2.20(a).

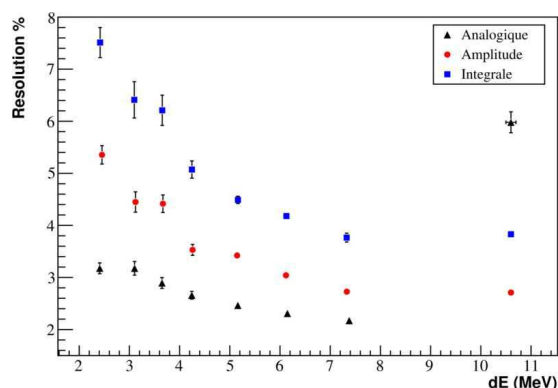
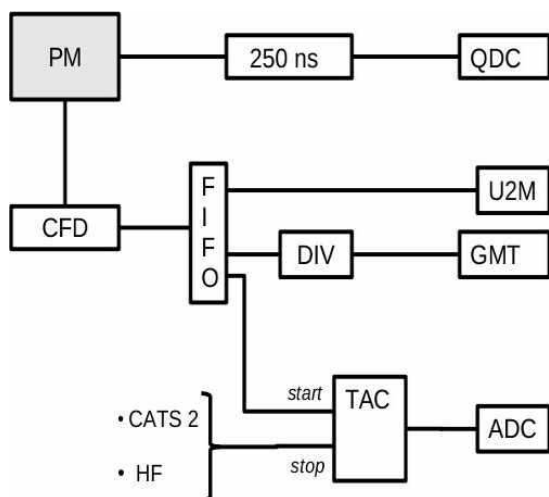
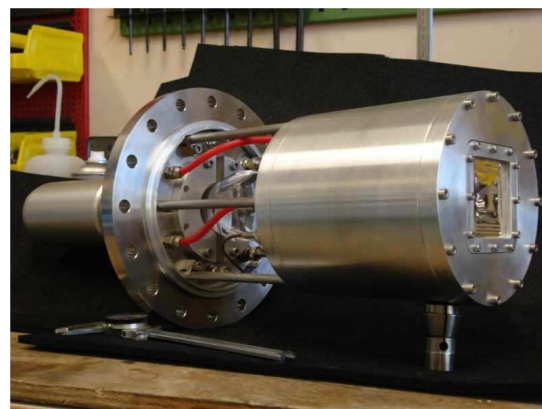


FIGURE 2.19: Résolution (en %) en fonction de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation pour les différentes méthodes implémentées. Les points ayant une énergie inférieure à 10 MeV ont été obtenus pour différents noyaux à l'aide du "run" avec le cocktail de noyaux. Les points à 10.6 MeV sont extraits des données collectées avec le faisceau de ^{34}Si .



(a) Schéma de l'électronique associée au plastique scintillant.



(b) Photo du plastique et de la chambre à ionisation. Le guide de lumière ainsi que le photomultiplicateur sont visibles sur la gauche de l'image.

FIGURE 2.20: Le plastique.

Une voie d'électronique permet de déterminer l'énergie de l'ion s'arrêtant dans le plastique. Une seconde voie d'acquisition permet de collecter l'instant d'arrivée de la particule. La rapidité de la réponse du plastique permet d'avoir une grande précision sur ce temps. Connaissant la résolution temporelle du détecteur CATS (cf 2.5.6) on peut déterminer la résolution temporelle du plastique à l'aide du TAC entre le plastique et le détecteur CATS2. On trouve une résolution intrinsèque de 225 (3) ps pour le plastique.

En outre, de part sa bonne efficacité de détection, le plastique permet le décompte des particules incidentes et peut donc aussi servir à normaliser les sections efficaces des réactions observées.

Cependant la résolution en énergie de ce dispositif est très médiocre comme l'indique la figure Fig. 2.21. De plus la réponse de ce détecteur n'est pas linéaire avec l'énergie déposée mais dépend aussi de

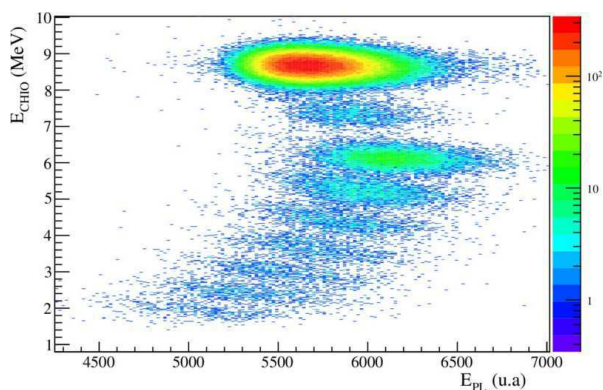


FIGURE 2.21: Carte d'identification (dE, E) obtenu grâce au télescope d'identification (chambre à ionisation et plastique) avec un faisceau composé par un cocktail de noyaux.

la charge de l'ion incident.

Par ailleurs, nous avons remarqué une détérioration de ce détecteur au cours du temps qui induit une dérive des énergies mesurées (voir figure Fig. 2.22). En conséquent, seul le signal temps de ce détecteur a été utilisé pendant l'expérience. Ce signal sera cependant particulièrement intéressant pour effectuer diverses sélections sur les temps de vol.

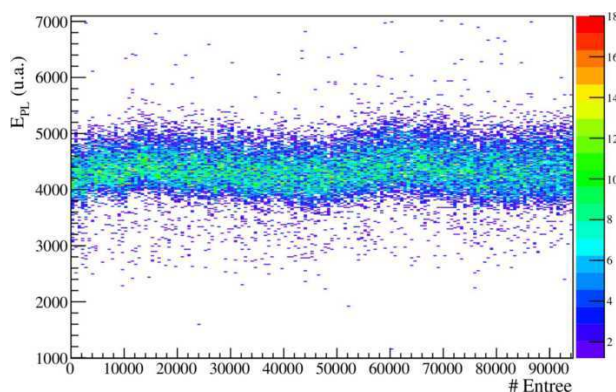
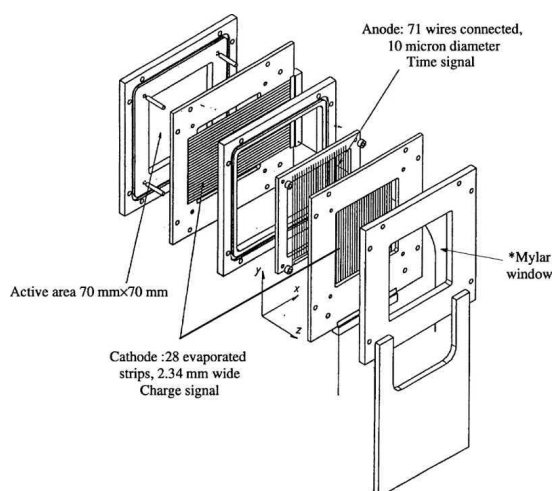


FIGURE 2.22: Évolution de l'énergie mesurée dans le plastique au cours de temps.

2.5 Les détecteurs de faisceau : CATS.

2.5.1 Description générale du détecteur.

La production des faisceaux radioactifs par fragmentation conduit à des émittances plus importantes que pour les faisceaux produits par SPIRAL. La section du faisceau au point focal où l'expérience se déroule, peut être supérieure à 1 cm de diamètre, et un ion n'est plus nécessairement en incidence normale sur la cible. La connaissance du point d'impact et de l'angle d'incidence sur la cible de chaque ion du faisceau est alors indispensable (voir la section 3.3). Le détecteur CATS (Chambre A Trajectoires de Saclay, [36, 37]) est une chambre à fils basse pression dans laquelle circule de l'isobutane pur à une pression de 6 à 15 Torr (8 - 13 mbar). Elle est chargée de donner la position et le temps de passage des particules qui le traversent pour reconstruire correctement la cinématique de réaction. Un schéma en vue éclatée est présenté FIG. 2.23.



Matière	Epaisseur
Mylar	1.5 μm
$i\text{C}_4\text{H}_{10}$	13.2 mm
Mylar	0.9 μm
$i\text{C}_4\text{H}_{10}$	6.4 mm
Mylar	0.9 μm
$i\text{C}_4\text{H}_{10}$	13.2 mm
Mylar	1.5 μm

FIGURE 2.23: Vue éclatée de la composition d'un détecteur CATS. Figure extraite de [36]

TABLE 2.5: Récapitulatif des couches successives d'un CATS.

Deux feuilles de mylar, sur lesquelles ont été déposées 28 bandes conductrices en or de 0.2 μm d'épaisseur, forment les deux plans de cathode du détecteur. Ces deux plans sont placés de part et d'autre du plan d'anode formé par 71 fils et sur lesquels une haute tension positive comprise entre 600 et 800 V est appliquée. Les bandes déposées sur les cathodes ont une largeur de 2,34 mm et sont séparées d'un interpiste de 0.2 mm. La direction des bandes sur une cathode est perpendiculaire à celle de la seconde afin de déterminer la position dans les deux directions X et Y lors du passage de la particule incidente. Deux fenêtres additionnelles de mylar de 1,5 μm d'épaisseur ferment la circulation du gaz pour éviter la déformation de la cathode et pour conserver l'uniformité du champ électrique.

La chambre étant soumise à un champ électrique \vec{E} , son fonctionnement en basse pression (P) donne lieu à des rapports E/P importants ($E/P \ 2.10^4 \text{V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$). La chambre fonctionne alors en régime proportionnel. Les paires électrons-trous créées lors du passage d'une particule, se séparent sous l'action du champ E et au voisinage des fils de l'anode, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser le gaz à leur tour. Il y a donc multiplication de la charge mais celle-ci reste proportionnelle à la charge créée initialement. Le signal induit sur l'anode par les électrons sert de référence en temps tandis

que la charge induite sur les cathodes (X et Y) par le mouvement des ions positifs est recueillie par chacune des bandes ayant détectées une charge afin de déterminer la position de passage des particules. La position du centroïde de ces distributions de charges coïncide avec la position du passage de l'ion dans la chambre [38, 32]. L'isobutane a été choisi comme gaz de fonctionnement pour sa stabilité avec des champs électriques élevés et sa section efficace de diffusion élastique assez faible, ce qui permet une bonne précision pour la reconstruction de la position [32].

2.5.2 électronique d'acquisition.

Le schéma de l'électronique associée à CATS est présenté sur la figure 2.24.

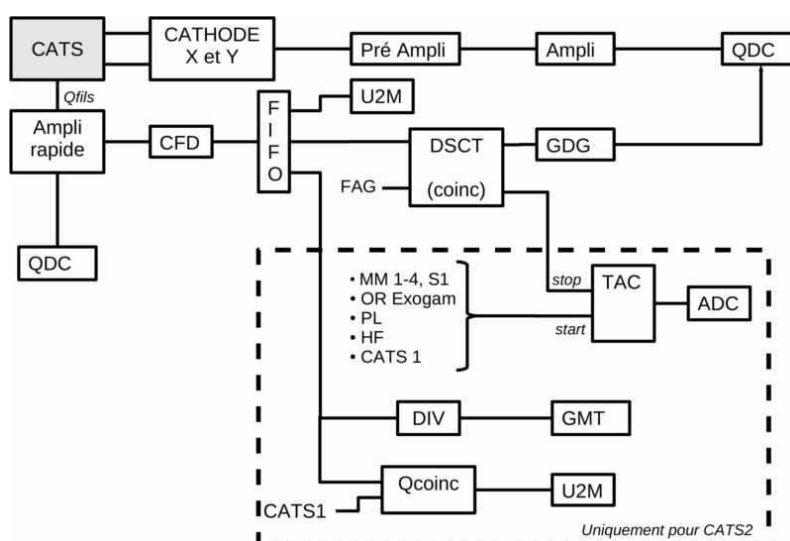


FIGURE 2.24: Schéma de l'électronique associée aux détecteurs CATS. La partie encadrée en pointillés est propre au second CATS (noté CATS2).

Après préamplification, les signaux de charge issus des bandes des cathodes X et Y sont amplifiés puis codés dans un QDC (codeur de charges). Le signal temps provenant de la dérive des électrons vers l'anode du détecteur est amplifié par un module rapide puis envoyé dans un discriminateur à fraction constante (CFD). La sortie du CFD est divisée à l'aide d'un module Fan-in-Fan-Out (FIFO) qui, à partir d'un signal d'entrée, fournit plusieurs signaux de sortie ayant la même amplitude que le signal d'entrée. Une des sorties est envoyée sur une échelle de comptage (U2M). Celle-ci permet de contrôler le nombre d'ions ayant traversé le détecteur durant l'expérience et le bon fonctionnement du détecteur. Une autre sortie est envoyée sur un module de coïncidence (DSCT) qui fournit son "et" logique avec le signal FAG du GMT (le signal FAG indiquant que l'évènement est accepté). Le signal de sortie du DSCT est envoyé comme porte pour les codeurs des charges des bandes des CATS. La validation du codage des charges des bandes de CATS par la FAG permet d'acquérir les données uniquement pour les événements d'intérêt (*i.e.* dont le trigger a été choisi). Par ailleurs, le fonctionnement du DSCT est tel que son signal de sortie garde la mise en temps du signal rapide de CATS. Ainsi, le déclenchement du codage des charges des bandes de CATS dépend uniquement de CATS et est indépendant du temps d'arrivée du signal provenant du GMT.

Pour le CATS2, une des sorties du FIFO est divisée (1/3000) puis envoyée en déclenchement du GMT. De plus, le signal du DSCT est envoyé sur un ensemble de différents convertisseurs temps/amplitude (TAC) pour la mesure de différences de temps entre CATS2 et les autres détecteurs utilisés pour l'expérience.

2.5.3 étalonnage des détecteurs CATS.

La position des particules traversant les détecteurs est obtenue par la détermination du centroïde de la distribution de charges induites sur les cathodes. Il est donc nécessaire de parfaitement connaître les charges déposées, d'où le besoin de calibrer le gain des différentes pistes des cathodes (en X et en Y). Cela est nécessaire car chaque piste possède sa propre électronique et donc un gain différent des autres.

Ainsi pour chaque détecteur, le signal d'un générateur d'impulsions, dont l'amplitude de signal est contrôlable, est injecté sur l'ensemble des fils (anode) du détecteur. Ce signal va induire une même charge sur les différentes pistes des cathodes par couplage capacitif. En itérant cela pour plusieurs amplitudes d'impulsions, le gain de chaque piste peut être calibré par rapport à une piste de référence. Les piédestaux de chaque pistes des cathodes, c'est-à-dire les signaux codés lorsqu'aucune impulsion n'est envoyée sur les fils, sont aussi enregistrés.

Pour étalonner, on utilise la fonction suivante :

$$Q_i^{cal} = a_1(Q_i^{brut} - P_i)^2 + a_0(Q_i^{brut} - P_i) \quad (2.4)$$

où a_1 et a_2 sont des coefficients de calibration, P_i est le piédestal et Q_i^{brut} la positions des pics.

Il est intéressant de remarquer que cette méthode contraint d'avoir une ordonnée à l'origine nulle. Cette contrainte est d'autant plus important que la gamme d'énergie des pics que nous avons appliquée avec le générateur est bien au-delà de la gamme en énergie de nos signaux physiques. En effet, après calibration, on trouve des dépôts de charges d'environ 2000 (canaux calibrés). Or les pics fournis par le générateur ont des valeurs comprises entre 3000 et 12000 canaux calibrés. Connaître la position des piédestaux nous permet d'extrapoler les calibrations à des valeurs de Q^{brut} plus faibles.

Le choix d'un ajustement à l'ordre 2 a été fait aux vues des fortes non-linéarité pour certaines voies d'électronique.

Le piédestal, qui correspond à un signal de charge nulle, possède une largeur non négligeable. Ainsi, même si la charge détectée est nulle, on encodera une valeur non nulle. Il est nécessaire de s'affranchir de tels signaux pour ne pas considérer le bruit de fond. Pour ce faire on rajoute un seuil défini de la sorte :

$$S_i = P_i + n \cdot \sigma_i \quad (2.5)$$

où σ_i est la largeur de l'ajustement gaussien sur la courbe de piédestal et n un coefficient qu'on a choisi arbitrairement à cinq afin d'avoir un déclenchement raisonnable.

2.5.4 Méthode de reconstruction en position.

Lors du passage d'un ion dans le détecteur, le gaz est ionisé créant des paires ions-électrons. Le déplacement des charges positives induit un signal sur plusieurs pistes. L'amplitude du signal induit est d'autant plus important que la piste est proche du lieu de passage de la particule ionisante. D'après

[36, 38], la sécante hyperbolique est l'expression analytique qui reproduit le mieux les données récoltées sur les pistes. C'est ce qu'on observe sur la figure Fig. 2.25. Ainsi, dans notre analyse nous avons ajusté les dépôts d'énergie dans les CATS à l'aide d'une sécante hyperbolique. Celle-ci s'écrit :

$$Q(x) = \frac{b_1}{\cosh^2\left(\frac{x-b_0}{b_2}\right)} \quad (2.6)$$

où b_0, b_1 et b_2 sont des paramètres d'ajustement indiquant respectivement la position, l'amplitude et la largeur de la sécante hyperbolique.

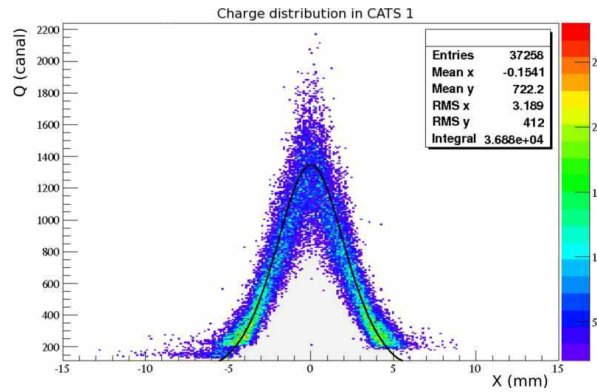


FIGURE 2.25: Distribution de charge observée dans CATS1 selon l'axe X. Toutes les trajectoires ont été centrées sur la position de leur maximum. Un ajustement fait avec une sécante hyperbolique est illustré.

Lors de l'analyse, j'ai fait le choix d'utiliser une méthode d'ajustement qui permet d'exploiter l'ensemble des pistes qui présentent des dépôts d'énergie significatifs (au dessus du seuil). En effet, ayant trois pistes touchées, il aurait été possible d'utiliser des expressions analytiques pour déterminer les valeurs des trois coefficients b_0, b_1 et b_2 [36, 37, 38]. Bien que cette technique soit moins couteuses en temps de calculs, j'ai préféré utiliser une méthode d'ajustement qui me permet de tirer l'information provenant de l'ensemble des pistes touchées à chaque évènements. La condition de continuité que j'ai imposée par la suite n'est nullement nécessaire, elle permet juste de s'assurer de ne pas être influencé par des pistes qui bruitent.

2.5.5 Alignement ou positionnement des détecteurs et de la cible.

2.5.5.1 Reconstruction du faisceau dans un plan parallèle aux CATS.

La trajectoire des particules incidentes peut être reconstruite à l'aide des deux détecteurs de faisceau CATS dans n'importe quel plan parallèle aux CATS. La figure Fig. 2.26 schématise la méthode employée.

On note $\begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ Z_1 \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \\ Z_2 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} X_T \\ Y_T \\ Z_T \end{pmatrix}$ les positions d'impact de l'ion incident respectivement sur CATS1,

CATS2 et dans le plan considéré. Tant qu'il n'y a pas d'élément magnétique ni de champ électrique entre les différents plans considérés, la trajectoire de l'ion incident est rectiligne et la direction du faisceau, \vec{u} ,

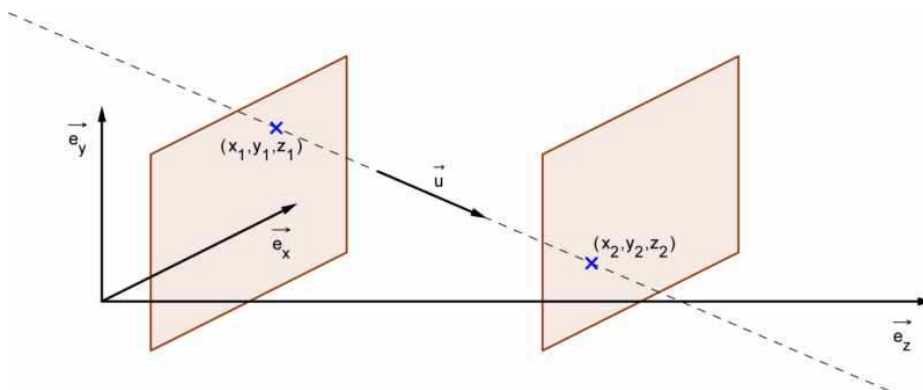


FIGURE 2.26: Schéma de la reconstruction du faisceau à l'aide des détecteurs CATS.

peut être définie de la manière suivante :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} X_2 - X_1 \\ Y_2 - Y_1 \\ Z_2 - Z_1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Ainsi les coordonnées du point d'impact dans le plan considéré sont :

$$\begin{pmatrix} X_T \\ Y_T \\ Z_T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_T - Z_2 \\ \vec{u} \cdot \vec{e}_z \end{pmatrix} \vec{u} + \begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \\ Z_2 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

où \vec{e}_z est le vecteur définissant l'axe du faisceau. Par exemple pour la coordonnée Y_T on obtient : $Y_T = \left(\frac{Z_T - Z_2}{Z_2 - Z_1} \right) (Y_2 - Y_1) + Y_2$.

2.5.5.2 Positionnement à l'aide des masques.

Afin de valider la procédure de reconstruction de la position de passage de l'ion incident dans les détecteurs CATS, plusieurs masques asymétriques ont été introduits successivement sur la ligne de faisceau. Deux masques ont été placés à 13.0 et 13.1 cm respectivement de CATS1 et CATS2. Un masque a aussi été introduit au niveau de la cible. Le déclenchement de l'acquisition lorsqu'un masque est introduit sur la ligne de faisceau se fait avec le plastique scintillant situé en aval. Les événements enregistrés ne correspondent donc qu'aux ions ayant traversé le masque. La figure 2.27 regroupe les reconstructions des images des masques obtenues dans leur plan.

Les masques présentent différents trous ayant des rayons de $R = 0.5$ mm et $R = 1$ mm. Sur la figure Fig. 2.27, seuls des trous de rayon $R = 0.5$ mm sont visibles excepté les deux points extrêmes de la ligne verticale de la figure Fig. 2.27(a). L'asymétrie des masques permet de vérifier le sens de la reconstruction.

2.5.5.3 Mesure absolue de la position le long de l'axe du faisceau.

Le géomètre a repéré les positions du centre des CATS au début de la campagne MUST2 tandis que les mesures de la position des masques ont été faites juste avant notre expérience. Les masques

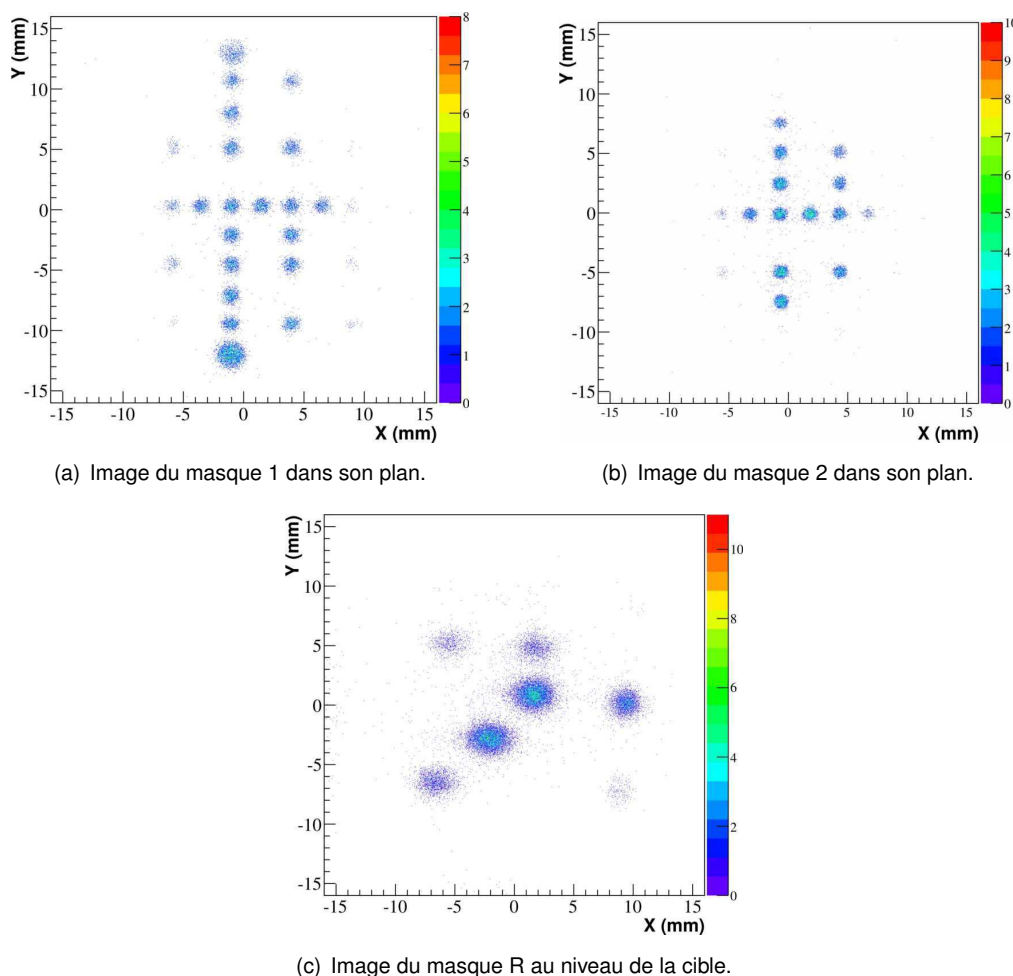


FIGURE 2.27: *Reconstruction des masques dans leur plan respectif.*

ainsi que les détecteurs sont montés sur des bras coulissants afin de pouvoir les insérer et retirer de la ligne de faisceau. Ces bras à commande manuelle ne garantissent cependant pas que la position des détecteurs dans leur plan soit toujours la même après les avoir retirés/insérés.

Il est impossible de reproduire les positions de l'ensemble des masques obtenues par le géomètre. En d'autres termes, si on se sert de deux masques pour calibrer les positions des CATS, il est alors impossible de reproduire la position du troisième masque avec cette calibration. Cela peut peut-être s'expliquer par des dysfonctionnements de la mécanique d'insertion des détecteurs ou un problème lors du positionnement du masque au niveau de la cible (déplacement réalisé avec un bras coulissant). Il convient donc de déterminer l'angle d'incidence du faisceau d'une autre manière.

Sous faisceau, certaines particules du faisceau ont des trajectoires telles qu'elles vont atteindre directement le détecteur annulaire. Ces ions vont déposer une énergie très importante dans le détecteur, ce qui facilite leur sélection. Ils peuvent donc servir pour fixer la position absolue des détecteurs CATS dans leur plan. Pour ce faire, on aligne les positions de différentes pistes du détecteur annulaire et celles observées avec les détecteurs CATS.

La figure Fig. 2.28 montre l'image du détecteur annulaire dans son plan (point rouge). En bleu sur

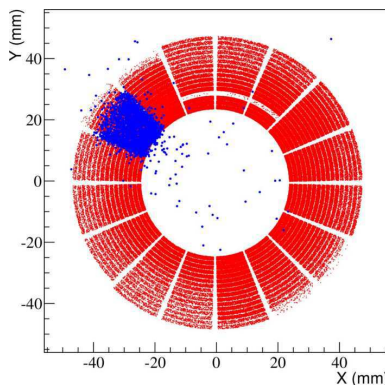


FIGURE 2.28: Image du détecteur annulaire dans son plan (points rouges). L'image du "pad" ϕ numéro 2 reconstruite avec les CATS au niveau du plan de l'annulaire est ajoutée (point bleu). Dans ce cas ci, le détecteur annulaire est déclenché par lui-même. La position ajustée des CATS a été choisie afin de reproduire différentes pistes du détecteurs annulaire S1 dans son plan.

cette figure est rajouté l'image du pad ϕ numéro 2 reconstruite avec les CATS au niveau du plan de l'annulaire. On constate qu'avec la position choisie ici, l'accord entre la position réelle de ce pad et celle reconstruite grâce aux détecteurs CATS est excellente. La position des CATS est choisie de telle sorte que l'image de sept pixels du détecteur annulaire soient bien reconstruites (on nomme pixel l'intersection entre une piste en θ et un pad en ϕ).

Toutefois, bien que les masques n'aient pu permettre de faire une mesure absolue de la position de reconstruction, étudier les trajectoires obtenues lorsqu'un masque est inséré sur la ligne de faisceau permet de tester la validité de notre méthode de reconstruction.

2.5.6 Résolution en position, en énergie et dispersion angulaire.

Résolution en temps. Pour déterminer la résolution en temps du détecteur CATS, nous avons utilisé le temps de vol entre CATS1 et CATS2, noté $TAC_{CATS2-1}$. On considère que la résolution temporelle est la même pour les deux CATS et on a :

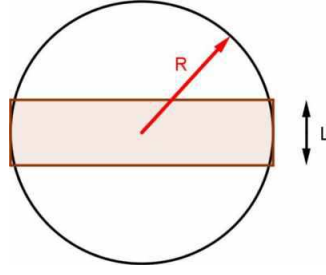
$$\sigma(TAC_{CATS2-1}) = \sqrt{\sigma_{CATS1}^2 + \sigma_{CATS2}^2} \quad (2.9)$$

$$= \sqrt{2} \cdot \sigma_{CATS} \quad (2.10)$$

En considérant que les résolutions temporelles sont identiques pour les deux CATS, on obtient donc une relation directe entre la largeur $\sigma(TAC_{CATS2-1})$ du temps de vol entre CATS1 et CATS2 et la résolution intrinsèque d'un détecteur CATS (σ_{CATS}). Ainsi, la résolution temporelle est de 295 (2) ps pour les détecteurs CATS. Cette valeur est nettement meilleure que la résolution obtenue lors des premières expériences avec ces détecteurs où la résolution était de l'ordre de 500 - 700 ps [37, 36, 39].

Résolution en position. Les masques des CATS sont composés de différents trous de 0.5 et 1 mm de rayon. Introduire ces masques sur la ligne de faisceau permet de vérifier la bonne reconstruction des trajectoires des particules et de déterminer la résolution de notre méthode de reconstruction. Il est nécessaire de différencier la résolution due à la procédure de reconstruction de celle due à la taille des

FIGURE 2.29: Schéma définissant la bande L utilisée pour calculer déterminée la résolution de reconstruction en position d'un détecteur CATS.



tâches liée aux trous. Considérons dans un premier temps, une bande horizontale passant par le centre d'un trou du masque et ayant une largeur L tel que $L \ll R$. Pour cette bande, le trou pourra être considéré comme un rectangle de largeur L et de longueur égale au diamètre du trou, comme schématisé sur la figure Fig. 2.29.

Pour une bande ainsi définie, l'image observée du trou est le produit de convolution entre une fonction porte (ou fonction d'Heaviside, nulle partout sauf entre $-R$ et R , où R est le rayon du trou) et une gaussienne de largeur σ . La largeur observée se détermine alors par l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 (f * g)(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-t)g(t)dt \\
 &= \int_{-R}^{+R} f(x-t)dt \\
 &= \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-R}^{+R} e^{-\frac{(x-t)^2}{2\sigma^2}} \\
 &= \frac{A}{\sqrt{\pi}} \left(\int_0^{\frac{x+R}{\sigma\sqrt{2}}} e^{-y^2} dy - \int_0^{\frac{x-R}{\sigma\sqrt{2}}} e^{-y^2} dy \right) \\
 &= \frac{A}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x+R}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-R}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right)
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Pour considérer toute la surface totale d'un trou, il faut intégrer l'expression de l'équation 2.11 sur l'ensemble du trou. Cela revient à ajuster la projection d'un trou dans la direction (Ox) à l'aide de la formule suivante :

$$(f * g)(x) = \int_{-R}^{+R} \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x + \sqrt{R^2 - Y^2}}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - \sqrt{R^2 - Y^2}}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right) dy \tag{2.12}$$

Cette intégrale n'a pas de solution analytique simple.

Afin de pouvoir considérer l'intégralité de l'image d'un trou, une autre méthode basée sur une simulation Monte-Carlo a été utilisée. Celle-ci est détaillée dans les références [40, 37]. Elle consiste à tirer successivement la position de passage de la particule dans le trou (tirage uniforme sur la surface de trou), puis de tirer suivant une loi normale ayant une largeur σ fixe autour de la position de passage, la position observée. Cela est fait pour différentes valeurs de σ pour obtenir la figure Fig. 2.30.

Les résolutions ainsi déterminées sont regroupées dans le tableau Tab. 2.6

Au vu des résultats du tableau Tab. 2.6, les deux méthodes sont bien équivalentes. La résolution en position des deux CATS présente une différence notable. Cet écart important, pouvant atteindre plus de 50 %, n'est pas explicable facilement.

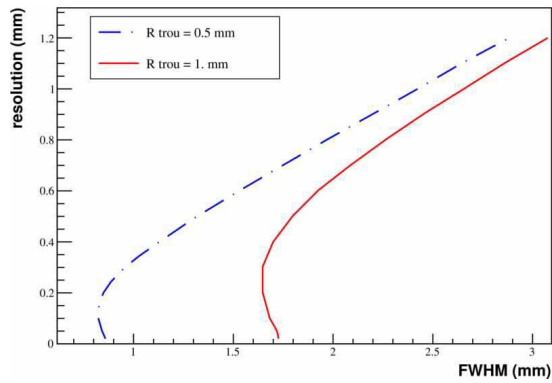


FIGURE 2.30: Résultat de la simulation montrant la correspondance entre la résolution σ de la reconstruction en fonction de la largeur à mi-hauteur de la projection de l'image d'un trou de la grille (résultat du produit de convolution). Le résultat obtenu pour un trou de rayon $R = 1$. mm est représenté en rouge continu, celui pour $R = 0.5$ mm en bleu pointillé.

	résolution en X (mm)	résolution en Y (mm)
CATS1	0.20(1)	0.20(1)
CATS2	0.15(1)	0.12(1)
Cible : (Eq. 2.11)	0.72(3)	0.55(2)
Cible : simulation	0.73(10)	0.57(5)

TABLE 2.6: Résolution de la reconstruction pour chaque CATS et sur la cible.

2.5.7 Estimation des pertes d'énergies dans les CATS.

La perte d'énergie des particules du faisceau a été calculée à l'aide du programme LISE++ [41]. Les différentes composantes que nous avons prises en compte sont résumées dans le tableau Tab. 2.5. Lors de notre expérience, la pression dans les détecteurs CATS étant de 5.9 Torr (8 mbar), le tableau Tab. 2.7 représente les pertes d'énergie subies par le faisceau de particules incidentes dans les CATS et dans la moitié de cible pour les différentes configurations utilisées.

	Faisceau incident		Perte d'énergie (MeV).			énergie résiduelle.	
	E_{faisc} (A.MeV)	$B\rho$ (T.m)	CATS (MeV)	Cible (mg.cm ⁻²)	Demi-cible (MeV)	sortie de CATS2 (A.MeV)	milieu de cible
³⁶ S	18.98	1.4176	9.196	CD ₂ : 2.6	8.16	18.719	18.492
³⁴ Si	20.49	1.5908	6.744	CD ₂ : 2.6	5.96	20.289	20.113
³⁴ Si				C : 1.2	2.59		20.212
³⁴ Si				CD ₂ : 30	71.4		18.188

TABLE 2.7: Tableau récapitulatif des différentes pertes d'énergie que subissent les ions du faisceau avant réaction dans les différentes configurations étudiées.

2.6 Les télescopes de détection de particules chargées (MUST2).

MUST2 a été construit pour réaliser des études de structure des noyaux exotiques avec des réactions directes (type transfert, break-up,...) c'est-à-dire dans le but de pouvoir mesurer, à la fois, la position des particules chargées légères, leurs énergies, et les temps de vol associés. Ces deux derniers paramètres permettent ainsi de les identifier. C'est le fruit d'une collaboration entre le CEA Saclay (IRFU/SPhN), de l'IPN Orsay et du GANIL. Il est constitué de six télescopes dont quatre ont été utilisés lors de la campagne d'expériences du printemps 2009. Chaque télescope est constitué de trois étages modulaires :

- Un silicium à pistes double face constituant la face d'entrée du télescope.
- Le second étage est constitué de silicium dopé au Lithium Si(Li).
- Le troisième étage qui n'a pas été utilisé ici, est constitué de cristaux d'iodure de Césium dopés au thallium.

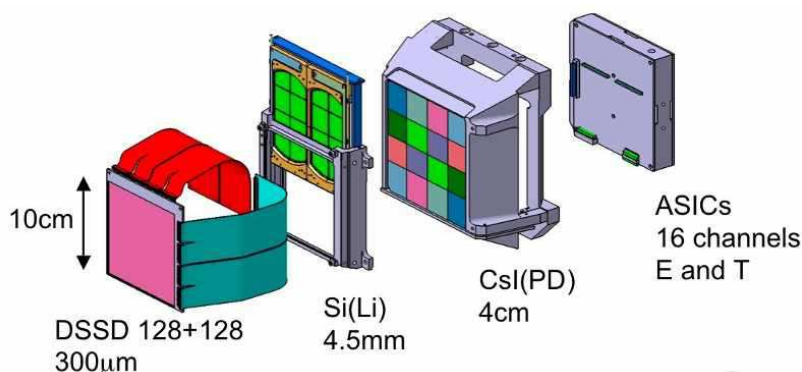


FIGURE 2.31: Vue éclatée des différents composants d'un télescope MUST2 : silicium à pistes (Si), Si(Li), CsI et ASICs associés au télescope.

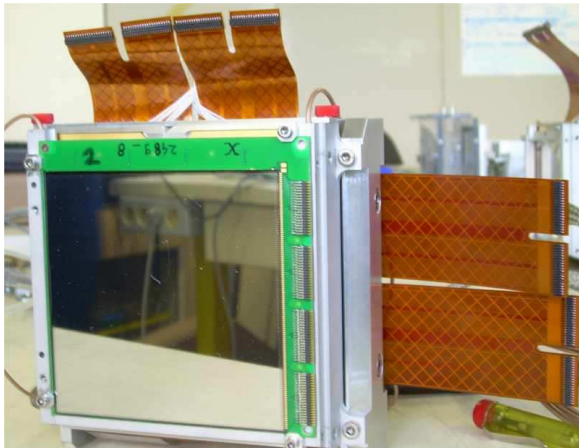
La figure 2.31 représente un schéma de la vue éclatée d'un télescope MUST2.

2.6.1 Description d'un télescope d'identification MUST2.

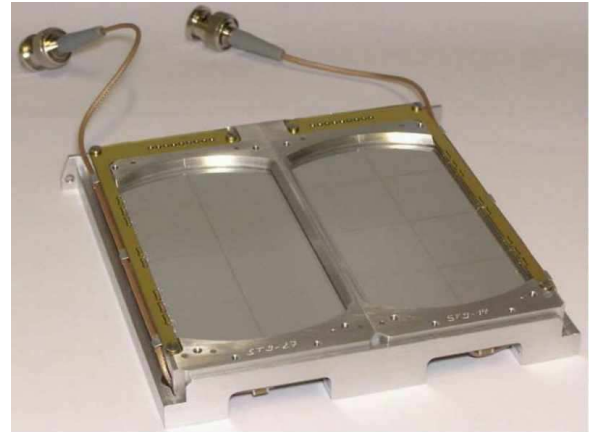
DSSD : Le silicium à pistes est un semi-conducteur double face d'environ 300µm d'épaisseur ayant une surface active de détection de 98x98 mm². Les faces du silicium sont constituées de 128 pistes. Chaque piste a une largeur de 700 µm et est séparée de la piste adjacente par un interpiste de 60 µm. Les faces sont recouvertes d'une épaisseur d'environ 600 nm d'aluminium. L'épaisseur de cette zone morte est à prendre en compte lors des calibrations en énergies de ces voies. Cet étage du télescope MUST2 est une jonction de type n de faible résistivité : les tensions appliquées pour le polariser en inverse est de 60 à 80 V. Des signaux temps sont aussi codés pour chaque piste. Ce codage permet de mesurer le temps entre la détection d'une particule incidente dans le détecteur CATS2 et la détection d'un évènement dans la piste considérée.

Deux échelles de temps sont disponibles : 300 et 600 ns. Lors de notre expérience, la gamme de 600 ns a été choisie.

Si(Li) : Cet étage est constitué de 2 détecteurs de silicium dopés au lithium de 100x50 mm² de surface active et de 5mm d'épaisseur. Chaque détecteur est segmenté en huit carrés d'environ 25x25 mm². La



(a) Photo du premier étage d'un télescope MUST2. Les pistes en X (horizontal) sont visibles. Les limandes servent à l'acheminement des signaux vers l'électronique Front-End.



(b) Photo des deux Si(Li) qui constituent le deuxième étage d'un télescope MUST2. Chaque Si(Li) est segmenté en 8. A noter la forme du châssis et la zone morte entre les deux parties du détecteur.

FIGURE 2.32: Photos des deux étages d'un télescope MUST2 utilisés lors de cette expérience.

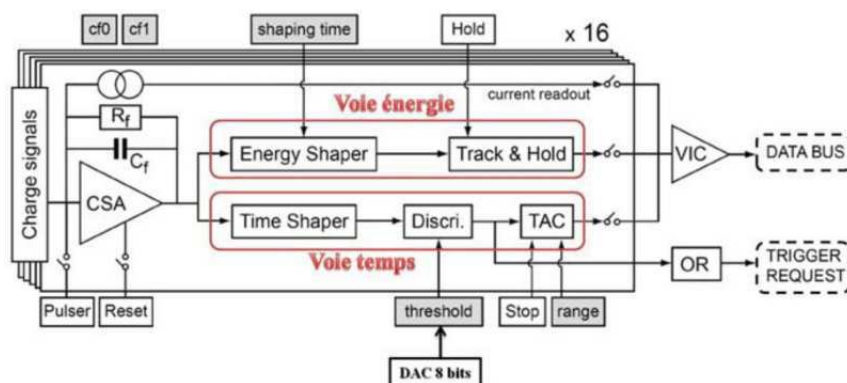
forme du châssis (visible sur la photo Fig. 2.32(b)), commun aux deux détecteurs, réduit l'efficacité géométrique de détection comme discuté dans la partie 2.6.5.1. Il existe également une couche d'aluminium sur les faces de ces détecteurs d'une épaisseur d'environ $0.7 \mu\text{m}$. Ce détecteur est polarisé en inverse sous une tension nominale comprise entre 450 et 600 V.

CsI(Tl) : Le troisième étage est composé de seize cristaux d'iodure de césium dopé au thallium épais de 4 cm et présentent une géométrie pyramidale. La surface de la zone d'entrée est de $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Cette géométrie pyramidale a été choisie pour qu'à chaque segment du second étage, corresponde un cristal dans le même angle solide (minimisant ainsi le passage d'un cristal à l'autre d'une particule incidente). La lumière produite dans ce scintillateur lors du passage d'une particule est collectée par une photodiode ayant une surface de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ et placée en arrière de chaque cristal. Une feuille de mylar aluminée enveloppe chaque CsI afin d'assurer une meilleure collection de la lumière produite dans le scintillateur CsI. Cet étage n'a pas été utilisé lors de cette expérience.

Spécificité de l'électronique de MUST2 : L'électronique de MUST2 se compose de trois unités fondamentales :

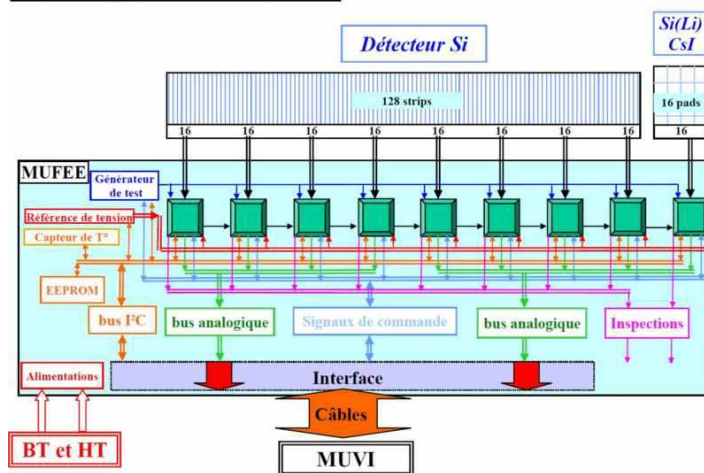
- MATE (MUST Asic for Time and Energy)
- MUFEE (MUST Front End Electronics)
- MUVI (MUST in VXi)

MATE est un ASIC (Application Specific Integrated Circuits). C'est le premier étage du traitement électronique. Cet ASIC réalise le codage des énergies et des temps pour 16 voies d'électronique. De plus, il fournit une information logique indiquant si l'énergie détectée est supérieure à un seuil programmable. Pour chaque télescope, il y a un total de 18 MATE (16 pour Si (strips), 1 pour Si(Li), et 1 pour CsI) qui sont répartis sur deux cartes quasi-identiques, appelés MUFEE. Celles-ci sont liées aux détecteurs par



(a) Schéma de l'architecture électronique d'un canal d'un MATE.

Architecture générale d'une carte MUFEE :



(b) Schéma explicatif illustrant le fonctionnement de l'électronique Front-End de MUST2. Chaque carré vert représenté sur le schéma correspond à un MATE.

FIGURE 2.33: Schéma explicatif illustrant le fonctionnement de l'électronique associée à MUST2.

des limandes (visible sur la photo 2.32(a)) longues de 20 cm. Sur ces cartes, se trouve entre autre, un capteur de température et un générateur d'impulsions qui sert lors de l'étalonnage, nommé "Calimero". Le module MUVI, monté dans un chassis VXI-C standard assure le contrôle et le codage des données pour les quatre télescopes.

Tous les signaux sont encodés sur 14 bits, cependant ils sont codés d'une manière particulière. En effet, les signaux des pistes X (en énergie et en temps) sont codés de 8192 à 16384 dans le sens croissant tandis que les signaux des pistes Y sont codés de 8192 à 0 dans le sens décroissant.

D'après la référence [42], la consommation énergétique est de 28mW/voie pour un MATE soit un total de 7W pour l'électronique Front-End. Il a donc fallu prévoir un dispositif de refroidissement liquide pour dissiper cette chaleur. Le liquide réfrigérant est un mélange mi-éthanol mi-eau.

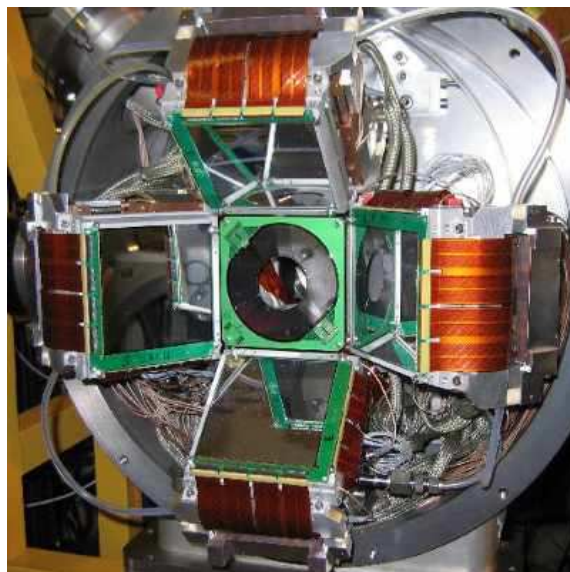


FIGURE 2.34: Photo montrant la disposition des différents détecteurs de particules légères chargées utilisé lors de l'expérience.

2.6.2 Dispositif utilisé.

Nous avons disposé quatre télescopes MUST2 de manière symétrique autour du faisceau à une distance d'environ 10 cm de la cible (en position cible avancée). La photo de la figure Fig. 2.34 montre le positionnement des différents détecteurs MUST2. Le détecteur annulaire visible sur la figure sera discuté en détails dans la partie suivante.

Pour trois des quatre télescopes, le second étage est constitué de Si(Li) comme décrit précédemment. Le second étage du quatrième télescope est constitué de Si(Li) ayant un châssis différent. Cependant, lors de l'expérience, cet étage ne fonctionnait pas. Ainsi, nous ne considérerons dans la suite que les trois détecteurs dont le deuxième étage fonctionnait. Le second étage du télescope numéro un présente un segment défectueux. Ce défaut a été pris en compte dans l'analyse, notamment lors de la détermination de l'efficacité de détection (voir partie 2.6.5.1).

2.6.3 Étalonnages.

2.6.3.1 Étalonnage en temps :

Une calibration en temps pour chacune des pistes est nécessaire afin d'avoir une identification en temps de vol des particules incidentes qui est indépendante du point d'impact dans le détecteur MUST2. Cette calibration est réalisée en utilisant un générateur externe de type "Time Calibrator" (cf notice de Charles Houarner). Il délivre une impulsion START associée à une impulsion STOP dont la différence de temps est un multiple entier, choisi aléatoirement, du pas du générateur. Cependant, cette calibration ne nous permet pas d'avoir une calibration en temps absolue mais uniquement un temps relatif. Cela est suffisant pour faire une identification de particules.

Une fois calibrés, les temps, ont été utilisés pour mesurer le temps entre la détection d'une particule incidente dans le détecteur CATS2 et la détection d'un événement dans la piste considérée. La résolution

intrinsèque des détecteurs CATS a été déterminée au chapitre 2.5.6. De la résolution totale obtenue, on déduit une résolution temporelle de $\sigma = 590$ (45) ps pour les détecteurs MUST2. Cette valeur est semblable à celle observée dans la référence [43].

2.6.3.2 Calibration en énergie :

Pour le premier étage de MUST2.

La calibration en énergie a été faite en utilisant deux différentes sources dont les caractéristiques sont récapitulées dans les tableaux TAB. 2.8 et TAB. 2.9.

Noyau	E (keV)	I (%)
^{244}Cm	5762.6	23.10 (10)
	5804.8 (1)	76.90 (10)
^{241}Am	5388	1.66 (2)
	5442.8 (1)	13.10 (30)
	5485.6 (1)	84.80 (50)
^{239}Pu	5105.5 (1)	11.94 (7)
	5144.3 (8)	17.11 (14)
	5155.5 (8)	70.77 (14)

TABLE 2.8: Tableau récapitulant les énergies et les intensités des émetteurs α de la source de calibration 3α .

Noyau	E (keV)	I (%)
^{226}Ra	4601 (1)	5.95 (4)
	4784.3 (2)	94.04 (4)
^{222}Rn	5489.5 (3)	99.92 (1)
^{218}Po	6002.3 (4)	99.98 (3)
^{214}Po	7686.8 (1)	99.99 (1)

TABLE 2.9: Tableau des différentes raies α observables dans la chaîne de décroissance du ^{226}Ra .

Les particules α déposent leur énergie dans les 40 premiers micro-mètres des pistes. Lorsqu'une piste est touchée, une porte de codage, commune à l'ensemble du détecteur, est générée. La piste touchée présentera un signal non nulle. Toutes les autres génèrent un piédestal qui correspond à un signal d'amplitude nulle. Afin de limiter la quantité d'information, et par la même diminuer le temps mort de l'acquisition, les signaux compris entre les canaux 8160 et 8220 sont supprimés.

Par ailleurs, selon la méthode utilisée, un décalage sur la position du piédestal a été constatée. En effet, si la calibration a été faite avec un générateur externe ou lors de l'acquisition de données physiques la position du piédestal varie de plusieurs canaux. De ce fait, le piédestal n'a pas été utilisé lors de l'étalonnage.

La première étape de la procédure d'étalonnage consiste en une recherche automatique des pics du spectre en énergie obtenu lors d'un "run" avec une des sources α (à l'aide de la classe TSpectrum de ROOT [44]). Dans un deuxième temps, une régression linéaire a été faite pour avoir l'équivalence canal / énergie. La linéarité de l'électronique MUST2 a été vérifiée par ailleurs à l'aide de "Calimero", un générateur d'impulsions interne à l'électronique de MUST2. En utilisant le coefficient de corrélation linéaire R , on vérifie l'excellente linéarité de l'électronique de MUST2. Plus le coefficient est proche de 1, plus la corrélation entre les variables est forte. Dans notre cas présent on constate que pour toutes les pistes de chaque télescope MUST2 on a :

$$1 - |R| < 10^{-6}$$

Ceci nous permet donc d'étalonner les détecteurs MUST2 en effectuant un ajustement au premier ordre (on obtient une droite d'étalonnage).

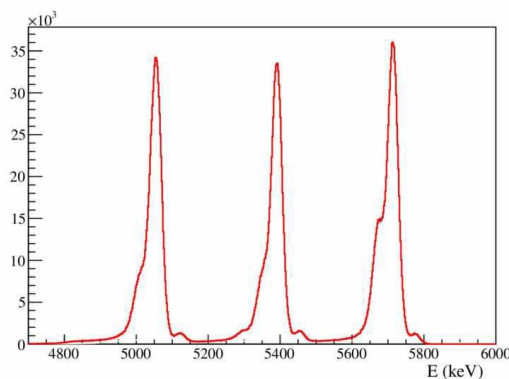


FIGURE 2.35: Spectre en énergie obtenu pour l'ensemble des pistes X des télescopes MUST2 utilisés lors de cette expérience.

La figure Fig. 2.36, présente le spectre obtenu pour l'ensemble des détecteurs MUST2 lors de l'étalonnage avec une source α .

On observe la majorité des pics α référencés dans le tableau Tab. 2.8. D'autres pics de faible intensité et d'énergie légèrement supérieure sont également observés. Ces événements proviennent d'un effet de canalisation qui se produit lorsque que la particule α traverse le silicium suivant un des axes propres du cristal. Suivant ces axes, le libre parcours moyen est plus important, donc le dépôt d'énergie se produit davantage par interaction électronique que par interaction nucléaire. Cet effet, impossible à corriger, concerne moins d' 1% des événements.

L'ajustement des pics par une gaussienne permet de déterminer une résolution en énergie de $\sigma = 22.8(1)$ keV. Cette résolution est en adéquation avec les valeurs obtenues dans des expériences précédentes [43, 45, 46]. A noter que cette résolution est dégradée par l'épaisseur des zones mortes en entrée des détecteurs (voir prochaine section).

Dans le cas d'une droite d'étalonnage, l'énergie déposée dans la piste i est déterminée par l'équation :

$$E = a_i c + b_i \quad (2.13)$$

où a_i et b_i sont les coefficients d'étalonnage propres à la piste i , c étant le numéro de canal encodé. Les coefficients a_i et b_i sont corrélés car ils sont déterminés en même temps. L'incertitude sur l'énergie due à l'étalonnage est alors :

$$\Delta E = \sqrt{(a\Delta_c)^2 + (c\Delta_a)^2 + (\Delta_b)^2 + c\Delta_{ab}} \quad (2.14)$$

où Δ_a , Δ_b et Δ_{ab} sont respectivement l'incertitude sur a_i, b_i et la covariance. La figure Fig.2.36 illustre les incertitudes dues à la méthode d'étalonnage sur l'ensemble de la gamme en énergie couverte par les DSSD.

Le procédé de calibration ne permet pas d'avoir une précision supérieure à la dizaine de keV. Pour rappel, nous n'avons pas pris en compte le piédestal lors de l'étalonnage à cause du "jitter" observé. Il serait particulièrement intéressant de pouvoir prendre le piédestal en compte car cette contrainte permettrait de réduire considérablement les incertitudes sur le procédé d'étalonnage.

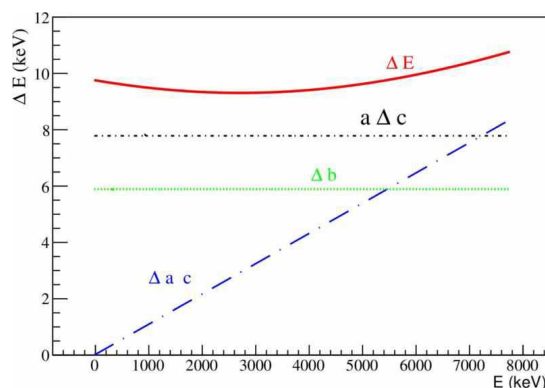


FIGURE 2.36: Évolution de l'incertitude sur l'énergie mesurée due au procédé de calibration. Les différentes composantes responsables de cette incertitude sont également illustrées.

Pour les Si(Li).

Nous avons détaillé précédemment la méthode employée pour calibrer l'intégralité des pistes du premier étage des MUST2. Une procédure en tous points identiques a été réalisée pour étalonner le second étage des télescopes MUST2.

2.6.3.3 Prise en compte de l'interpiste.

Lors de certains évènements, les particules incidentes arrivent au niveau de l'interpiste. Dans ces cas là, des signaux sont induits sur les pistes adjacentes : l'énergie déposée lors du passage de la particule se partage entre plusieurs pistes. La largeur d'une piste étant de $700\ \mu\text{m}$ et celle de l'interpiste de $60\ \mu\text{m}$, ces évènements concernent environ 8.5% des cas. Dans le cas des Si(Li), nous n'avons pas considéré de phénomènes d'interpiste, ceux-ci étant moins probables. Il convient de définir précisément quel traitement adopter pour ces évènements particuliers. Une étude systématique de ces effets est présentée dans [47, 37]. Il convient donc de distinguer les cas où il y a collection de charges au niveau de l'interpiste pour les pistes X et pour les pistes Y.

Interpiste du côté des pistes X. D'après [47, 37], l'isolation entre les pistes en face d'entrée (coté jonction pn) induit une accumulation de charges positives au niveau de l'interpiste, donc un champ électrique inverse. Cela a un impact direct sur la collection de la charge lors du passage d'une particule au niveau de l'interpiste. Ainsi, selon la position d'impact de la particule incidente au sein de l'interpiste, seule une partie de la charge déposée est collectée. De plus, dû au champ électrique inverse, le passage d'une particule dans l'interpiste peut induire un signal négatif sur les pistes adjacentes. Ces signaux négatifs sont supprimés (cf. suppression du piédestal grâce à l'électronique de MUST2), ce qui résulte en une sous évaluation du nombre d'évènements où la particule arrive au niveau de l'interpiste.

Ainsi, si un évènement présente un dépôt d'énergie dans deux pistes X adjacentes, cet évènement est rejeté dans la suite de l'analyse.

Interpiste du côté des pistes Y. Dans ce cas, on est sensé avoir une corrélation entre les énergies déposées sur les deux pistes adjacentes telle que $E_1 + E_2 = \text{cste}$. Ainsi, la sommation des énergies des

deux pistes adjacentes devrait permettre de reconstituer l'énergie totale de la particule incidente. C'est ce qui est observé expérimentalement avec la source 3α . Cependant, les particules α ne parcourent qu'une trentaine de micro-mètre au sein du détecteur. Elles ne sont donc pas influencées par les phénomènes surfacique qui ont lieu en face arrière. L'étude du phénomène d'interpiste en Y ne peut donc pas être étudié efficacement avec des particules α : il est impossible de savoir si ce traitement fonctionnerait toujours pour des particules plus légères qui peuvent traverser le premier étage du télescope.

Afin d'éviter toute ambiguïté sur les mesures d'énergie, les événements présentant un dépôt d'énergie dans deux pistes adjacentes sont rejetés lors de l'analyse.

Sélection d'évènements. Pour chaque télescope MUST2, que ce soit en X ou en Y, les évènements dont la multiplicité en X ou en Y est supérieure à l'unité sont supprimés car la collection d'énergie dans le cas d'un évènement d'interpiste peut être biaisée. Cependant, comme on supprime les évènements de basse énergie afin de réduire le temps de lecture des télescopes MUST2, le nombre d'évènements d'interpiste est sous-évalué. Cela est clairement visible lors d'un "run" d'étalonnage avec une source α lors duquel on trouve uniquement 3.5 % d'évènements d'interpiste suivant X alors qu'il devrait être de 8.5 %. Les 5% d'évènements qui ne sont pas détectés comme étant des évènements d'interpiste vont induire un biais sur l'énergie collectée. Afin de s'affranchir de cela, nous avons uniquement considéré les évènements pour lesquels l'énergie mesurée en X et celle mesurée en Y sont différentes de moins de 1.5%.

2.6.4 Estimation / prise en compte des zones mortes des MUST2.

Les particules incidentes interagissent dans la matière principalement par interaction électromagnétique, déposant ainsi de l'énergie le long du parcours de la particule dans la matière. Ainsi, un alpha émis par une source 3α (ayant environ une énergie d'environ 5 MeV) va parcourir une trentaine de micro-mètres dans le premier étage des détecteurs MUST2. Le constructeur précise que les faces d'entrée et de sortie des détecteurs MUST2 sont couverts d'une fine couche d'aluminium. L'énergie déposée dans cette couche d'aluminium ne sera pas collectée : c'est une zone morte. Le tableau Tab. 2.10 résume les zones mortes considérées dans l'analyse pour les différents télescopes.

		MM1	MM2	MM3	MM4
	entrée DSSD	0.6 μm	0.6 μm	0.6 μm	0.6 μm
	sortie DSSD	0.6 μm	0.6 μm	0.6 μm	0.6 μm
entrée SiLi	1-8	0.5 μm	1. μm	0.65 μm	– μm
	9-16	0.65 μm	0.5 μm	0.65 μm	– μm

TABLE 2.10: Tableau récapitulatif des différentes zones mortes considérées pour les télescopes MUST2.

Les dépôts d'énergie mesurés ne correspondent donc pas à l'énergie totale dont disposent les particules avant d'entrer dans le détecteur. Bien que ces épaisseurs soient faibles, l'énergie perdue par une particule α de 5 MeV dans une zone morte de 0.6 μm est d'environ 100 keV. Il est donc essentiel d'effectuer cette correction !

Les épaisseurs de zones mortes du tableau Tab. 2.10 sont les épaisseurs traversées tant que les particules arrivent en incidence normale sur les MUST2. Or dans le cas présent où la distance entre les

télescopes MUST2 et la cible est de l'ordre de 10 cm, ce n'est pas le cas sur l'ensemble de la surface de détection. Le schéma de la figure Fig. 2.37 met en évidence la variation de l'épaisseur réellement

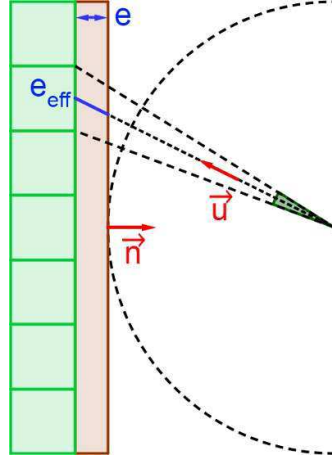


FIGURE 2.37: Schéma explicatif de la méthode pour calculer l'épaisseur moyenne pondérée.

traversée par les particules incidentes. A la vue de ce schéma, il est donc nécessaire de définir l'épaisseur de zone morte effective. Bien entendu, cette épaisseur effective de zone morte dépend de la position relative du point d'impact sur le détecteur par rapport à la position de la cible. On définit alors l'épaisseur effective traversée $e_{(i,j)}^{eff}$ au niveau du pixel marquant l'intersection entre la j^{eme} piste en X et de la i^{eme} piste en Y. Celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$e_{(i,j)}^{eff} = \frac{e}{|\vec{u}_{(i,j)} \cdot \vec{n}|} \quad (2.15)$$

où e est l'épaisseur de la zone morte, $\vec{u}_{(i,j)}$ est le vecteur unitaire indiquant la direction de la particule incidente et \vec{n} la normale au détecteur (voir la figure Fig. 2.37).

Afin de corriger précisément de l'épaisseur de zone morte traversée, il aurait été intéressant de considérer les pixels. Cela reviendrait non plus à calibrer $(128 + 128) \cdot 4$ pistes mais bien $128 \cdot 128 \cdot 4$ pixels ! Or, bien qu'ayant fait une acquisition de données avec une source α pendant plus de 12 heures, la statistique n'est pas suffisante pour faire un tel traitement. Nous utiliserons donc toujours les pistes comme unité de détection : les pistes en X et en Y seront considérées indépendamment lors de la calibration. Afin d'être cohérent, les pistes en X et en Y sont également jugées comme indépendantes lors de l'analyse. L'épaisseur de zone morte qu'on prendra en compte ne sera pas l'épaisseur réellement traversée mais une épaisseur moyenne pour chaque piste. Nous allons détailler ici la méthode employée pour déterminer l'épaisseur moyenne effective de zone morte pour chaque piste.

Comme on peut le voir sur le schéma de la figure Fig. 2.37, l'angle solide sous-tendu par chaque pixel varie en fonction de la position relative de la cible et du pixel considéré. L'angle solide sous-tendu par le pixel marquant l'intersection entre la j^{eme} piste en X et de la i^{eme} piste en Y, noté $\alpha_{(i,j)}$, peut s'exprimer par la formule suivante :

$$\alpha_{(i,j)} = S_{pix} \frac{|\vec{u}_{(i,j)} \cdot \vec{n}|}{R_{(i,j)}^2} \quad (2.16)$$

où $R_{(i,j)}$ est la distance entre le pixel et le centre d'émission (au niveau de la cible/source) et S_{pix} la surface d'un pixel.

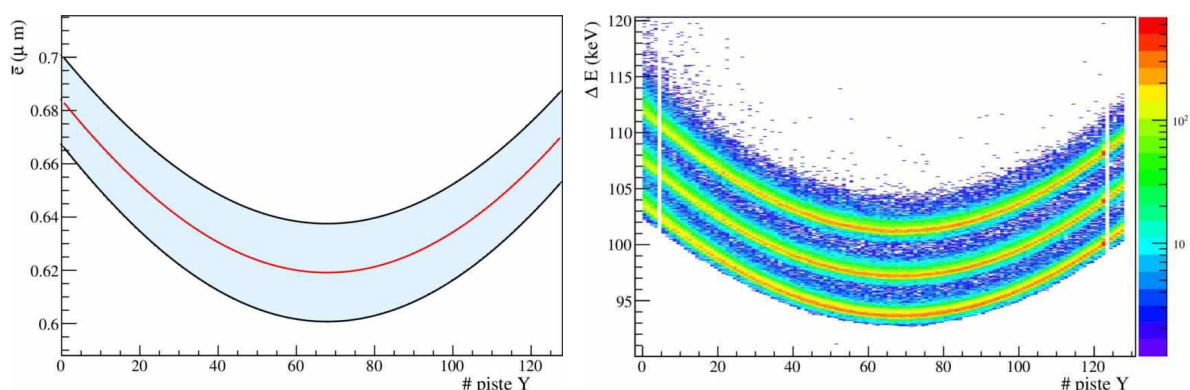
On définit alors l'épaisseur moyenne pondérée de la i^{eme} piste en X :

$$\bar{e}_i = \frac{1}{\beta_i} \sum_{j=1}^{128} \alpha_{(i,j)} \cdot e_{(i,j)}^{eff} \quad (2.17)$$

où β_i est un facteur de normalisation défini de la manière suivante :

$$\beta_i = \sum_{j=1}^{128} \alpha_{(i,j)}$$

Ce calcul est fait à chaque évènement, donc pour chaque position d'impact sur la cible. Il a également été fait lors de la calibration avec la source 3α . Lors de cette calibration, la source a été placée à la position (4.0, 10.8, -52) dans le système de coordonnées utilisé. La figure Fig. 2.38(a) montre les épaisseurs moyennes pondérées pour les pistes en Y du télescope numéro 3. La zone grisée correspond à l'écart-type sur l'épaisseur. Sur cette figure, on constate une variation significative de l'épaisseur moyenne en fonction de la piste considérée (écart maximal pouvant atteindre plus de 20%). On peut également remarquer que l'épaisseur effective ainsi déterminée est toujours supérieure à l'épaisseur normale. Cela s'explique par le fait que les particules α n'arrivent en incidence normale que sur une fraction très faible de la surface du détecteur.



(a) Épaisseur moyenne pondérée calculée pour les différentes pistes en Y du télescope n°3. (b) Perte d'énergie pour chaque piste due à l'épaisseur de zone morte traversée par les α d'une source 3α observées lors d'un run d'étalonnage.

FIGURE 2.38: Résultat observé lors du traitement de la zone morte en face d'entrée du détecteur MUST2 n°3 obtenu lors d'un run d'étalonnage avec une source 3α .

La figure Fig. 2.38(b) illustre les pertes d'énergies dues aux zones mortes considérées pour la calibration avec la source 3α . Elles sont directement reliées à l'épaisseur moyenne. On constate que le fait de ne pas être en incidence normale entraîne un décalage sur le dépôt d'énergie qui peut atteindre les 15 keV. Il est d'autant plus important de prendre ces effets en compte lors de la calibration que la perte d'énergie des particules α dans la matière est élevée et que ces données vont servir de base à toute la suite de l'analyse.

La figure Fig. 2.39 montre l'impact des zones mortes sur le spectre d'énergie mesurée. En plus du décalage global des pics d'une centaine de keV, on constate que les pics s'affinent, la résolution, de 22.8(1) keV avant correction, passe à 22.3(1) keV après, soit un gain sur la résolution de 2%.

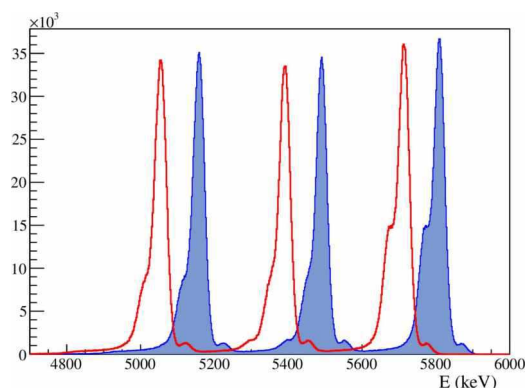


FIGURE 2.39: Spectre en énergie pour une source α avant (trait rouge) et après (spectre plein) les corrections dues aux pertes d'énergie dans la zone morte d'entrée.

2.6.5 Définition de la zone de détection.

2.6.5.1 limitations angulaires dans les détecteurs MUST2.

Le châssis des SiLi (voir la photo 2.32(b)) réduit considérablement la surface de détection du second étage comparée à celle du premier étage. Nous avons implémenté une méthode permettant de faire la correspondance entre le point d'impact déterminé par les pistes et la position du segment touché dans le second étage. Il est possible de sélectionner uniquement les événements qui traversent le premier étage et déposent de l'énergie dans les SiLi (en ayant une trajectoire rectiligne). La figure Fig. 2.40 montre la position d'impact sur les détecteurs MUST2 de ces événements. La forme du châssis des SiLi est clairement identifiable. En effet, les particules arrêtées dans le châssis du second étage ne laisseront aucune trace dans les SiLi d'où l'apparition des parties blanches dans la figure Fig. 2.40. Considérons maintenant les particules qui ne déposent pas d'énergie dans le second étage. Normalement, ce sont des événements qui n'ont pas une énergie suffisante pour traverser le premier étage. Cependant, pour les événements arrivant au niveau du châssis du second étage, il est impossible de savoir si la particule s'est arrêtée dans le premier étage ou si elle a traversé (vu que l'énergie déposée dans le second étage ne sera pas collectée).

Afin qu'il n'y ait pas d'ambiguïté sur notre identification, on définit alors la surface active de détection comme la surface de détection au niveau du second étage (surface minimum de détection pour le télescope).

Alors que la surface de détection du premier étage est de 98.98 mm^2 , la surface active de détection correspond uniquement à 75.93 mm^2 par télescope, soit 76.7% de la surface du premier étage.

2.6.5.2 Courbe d'efficacité géométrique :

Il est nécessaire de connaître l'angle solide intercepté par la zone active des télescopes MUST2, afin d'estimer la section efficace différentielle et par la suite les facteurs spectroscopiques. Une simulation a été réalisée dans ce but. Celle-ci consiste dans un premier temps en un tirage des événements de manière isotrope dans tout l'espace à partir d'un point source. Dans un deuxième temps, la position d'impact dans le plan du détecteur a été calculée. Finalement, la correspondance entre cette position et

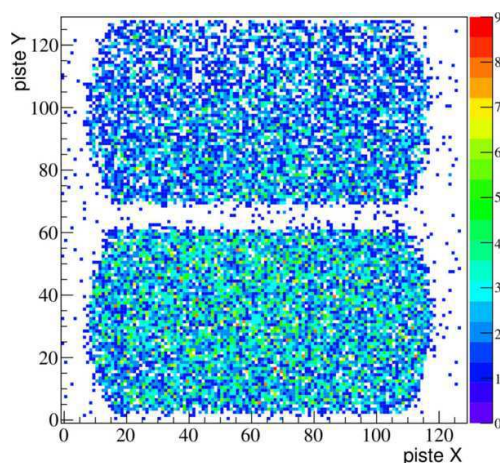


FIGURE 2.40: Position de passage des particules qui traversent le premier étage et qui s'arrêtent dans les SiLi. La surface de détection du second étage est clairement identifiable.

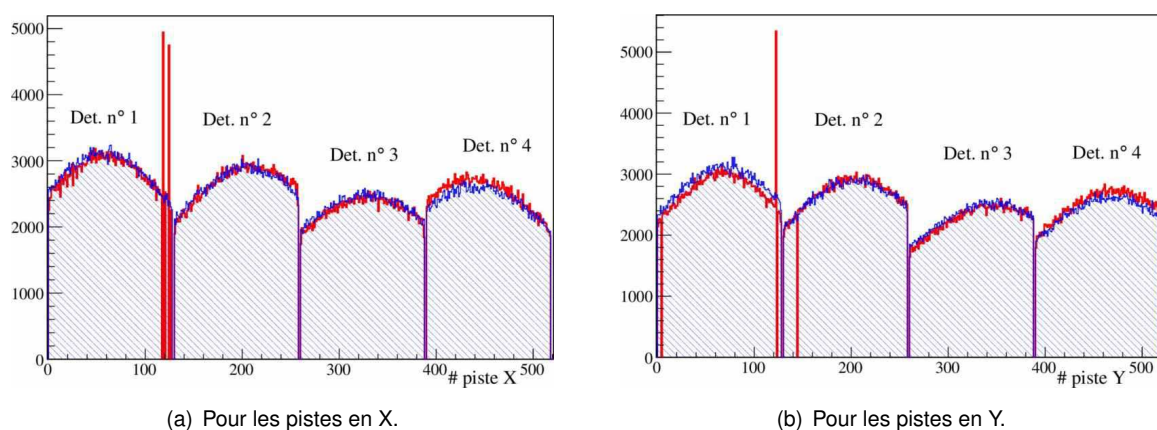
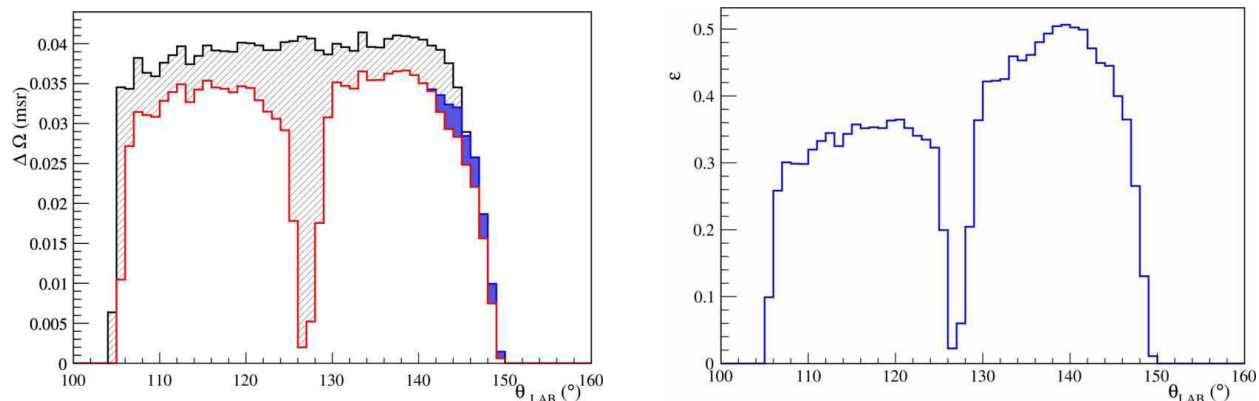


FIGURE 2.41: Taux de comptage par piste en X et en Y pour chaque détecteur MUST2 (trait rouge plein). Ces taux de comptages sont comparés à ceux calculés à l'aide d'une simulation réalisée pour une cible placée en (4.0,8.0,-50). Les spectres simulés sont les spectres bleus hachurés.

le numéro de la piste touchée est effectué. La simulation a été vérifiée à partir des données obtenues avec la source 3α . Le résultat de cette comparaison est indiquée figure Fig. 2.41.

L'accord est excellent, démontrant de ce fait la validité de cette simulation. Celle-ci a également servi à établir la couverture angulaire et l'efficacité géométrique de détection en fonction de l'angle d'émission des particules dans le référentiel du laboratoire comme indiqué dans la figure Fig. 2.42.

Il a été mentionné précédemment que la surface active de détection ne correspond pas à l'ensemble de la surface du premier étage d'un télescope MUST2. La figure Fig. 2.42(a) montre la couverture angulaire du dispositif MUST2 en prenant en compte toute la surface de détection du premier étage (courbe noir hachurée) ou en ne considérant que la surface active de détection (courbe rouge). La partie bleue correspond à la perte de couverture angulaire qui est due au dysfonctionnement d'un des segments du second étage du télescope 1. La figure Fig. 2.42(b) montre l'efficacité obtenue pour une source ponc-



(a) Couverture angulaire de la zone active de détection des trois télescope MUST2 utilisés déterminée par une simulation Monte-Carlo. En trait plein noir, la couverture angulaire couverte par le premier étage est représentée. La partie de spectre plein correspond à la perte de couverture angulaire due au dysfonctionnement d'un secteur SiLi du détecteur n° 1. La couverture angulaire réelle est représentée en trait plein rouge.

(b) Efficacité géométrique de détection du proton émis lors d'une réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ dans le référentiel du laboratoire.

FIGURE 2.42: Efficacité de détection du dispositif MUST2 employé par tranche angulaire de 1° dans le référentiel du laboratoire.

tuelle placée au niveau de la cible.

2.7 Le détecteur annulaire pour la détection de particules chargées.

2.7.1 Description de du détecteur annulaire.

Afin d'augmenter la couverture angulaire de détection des particules légères chargées émises lors des réactions de transfert, un détecteur annulaire a été utilisé aux angles arrières. Ce détecteur dont une photo est présentée figure 2.43, sera nommé S1 dans la suite (nom constructeur).

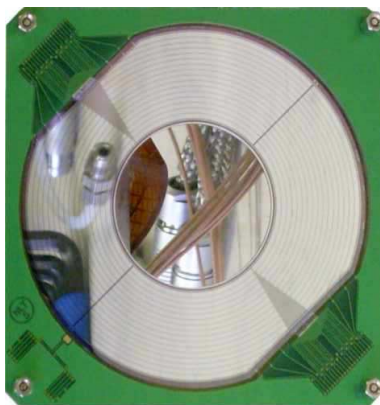


FIGURE 2.43: Photo du détecteur annulaire S1 utilisé. Les pistes en θ sont clairement visible ainsi que la séparation en quatre secteurs. A noter comment la connectique réduit la couverture angulaire.

Le détecteur annulaire est un détecteur silicium segmenté de rayon intérieur de 24 mm et de rayon extérieur de 48 mm. Il est polarisé en inverse sous une tension de 60.0 V. Le détecteur S1 est divisé en quatre quartiers, eux même segmentés en θ et en ϕ . Chaque quartier possède seize pistes de mesure de l'angle θ sur la face avant et quatre secteurs de mesure de l'angle ϕ sur la face arrière. L'épaisseur de ce détecteur annulaire est de 300 μm . Chaque piste en θ est large de 1.5 mm tandis que l'interpiste en θ est large de 80 μm . Les secteurs en ϕ couvrent chacun un angle de 22.5°. La numérotation employée est schématisée figure Fig. 2.44.

Étant placé à une distance de 113 mm de la cible dans le cas de la cible avancée, il couvre l'espace angulaire arrière entre 157° et 168° dans le référentiel du laboratoire.

L'électronique utilisée pour ce détecteur est la même que celle de MUST2. Nous avons consacré une carte MUVI spécifiquement pour ce détecteur. Ainsi, nous avons pu bénéficier des différents avantages de cette électronique d'acquisition et notamment la procédure de calibration en temps "Calimero".

2.7.2 Définition des différentes modes de fonctionnement.

Dès les premiers tests sur ce détecteur, nous avons constaté certains dysfonctionnements. La première constatation est que sur pratiquement un tiers du détecteur, le signal des secteurs en ϕ n'est pas collecté. La figure Fig. 2.45 illustre les différentes zones de fonctionnement du détecteur : la figure Fig. 2.45(a) montre la partie du détecteur fonctionnant correctement. La figure Fig. 2.45(b) présente les secteurs pour lesquels seules les pistes en θ fonctionnent. Bien que les secteurs en ϕ de la face arrière ne fonctionnent pas pour cette partie du détecteur, il est encore possible d'utiliser l'information en énergie collectée en face avant. En plus de cette altération du détecteur, certaines pistes ont un comportement particulier que nous allons répertorier ici.

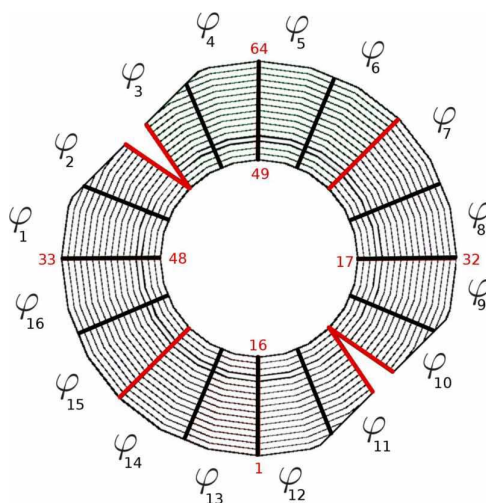
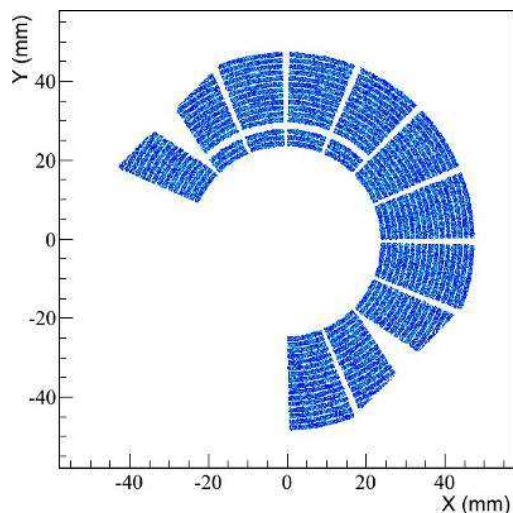
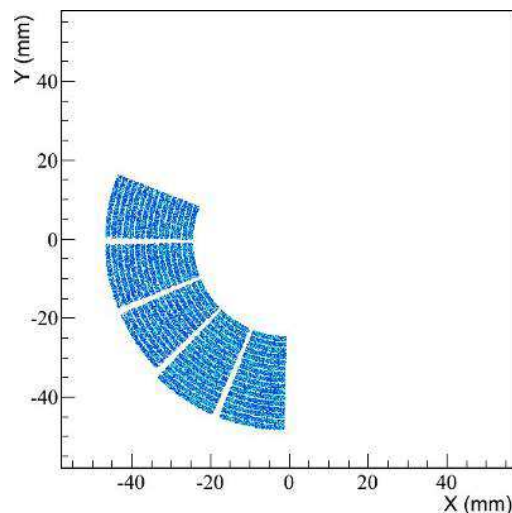


FIGURE 2.44: Schéma illustrant la numérotation employée pour le détecteur annulaire. Les traits rouges schématisent les séparations entre les différents quartiers du détecteur. La numérotation en rouge est celle des pistes en θ tandis que celle en noir s'applique aux secteurs en φ .



(a) Pistes pour lesquelles les secteurs en φ et les pistes θ fonctionnent normalement.



(b) Partie du détecteur pour lequel seules les pistes θ fonctionnent.

FIGURE 2.45: Schéma illustrant les différentes zones de fonctionnement du détecteur.

Diaphonies observées. Il est courant dans les détecteurs à pistes de ce type, d'observer que la charge d'une piste peut être en partie récoltée sur d'autres pistes. Ce type d'anomalie est observée avec le détecteur S1 pour certaines pistes. Les principales diaphonies observées sont :

Diaphonies sur les pistes n° 51 et n° 53 en θ . On constate qu'aucun signal n'est collecté sur la piste 52 en θ (voir figure 2.45). Cependant, il arrive que des signaux de faibles amplitudes apparaissent dans les pistes adjacentes, créant donc un événement de multiplicité deux. On peut donc supposer que dans ce cas, le contact entre la piste et l'électronique de détection de la piste est rompu et

donc que la charge créée lors du passage d'une particule est distribuée en partie sur les deux pistes adjacentes. Ce type d'évènement sera rejeté lors de l'analyse.

Pistes n° 33 en θ qui bruite à haute énergie avec toutes les pistes du même quartier. On observe que la piste n° 33 en θ bruite fortement avec toutes les pistes du même quartier. En effet, pour 30% des évènements où une particule est détectée sur le troisième quartier, la piste n° 33 bruite et entraîne une perte sur l'énergie de la piste captée en coïncidence. Cette perte d'énergie est d'autant plus importante que la distance entre les deux pistes en coïncidence est faible. Bien qu'ils soient statistiquement importants, ces évènements de multiplicité double lors desquels la piste n° 33 est impliquée sont éliminés afin de s'affranchir de cet effet.

Il est important de quantifier précisément l'effet de ces diaphonies sur l'efficacité de détection. Cela sera fait dans la suite.

2.7.3 Calibration.

Que ce soit en énergie ou en temps, les méthodes de calibration sont identiques à celles développées pour les détecteurs MUST2. Ici nous allons donc uniquement nous focaliser sur les spécificités du détecteur annulaire.

Étalonnage en énergie. Dans le cas du détecteur S1, on constate que les réponses en énergies ne sont pas les mêmes si l'énergie est collectée ou non en face arrière (l'énergie sur les secteurs en φ est collectée face arrière). Il a donc été nécessaire d'effectuer un étalonnage pour chacun des modes de fonctionnement du S1. La figure Fig. 2.46 montre le spectre obtenu dans les deux modes de fonctionne-

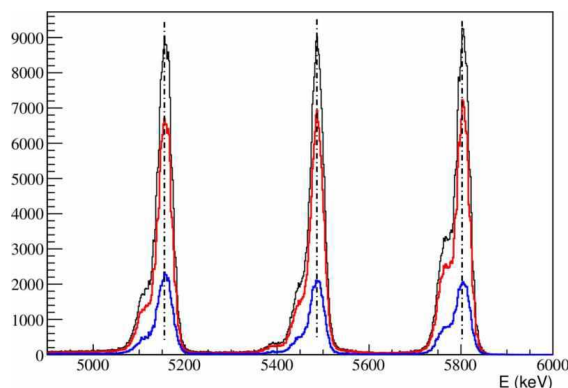
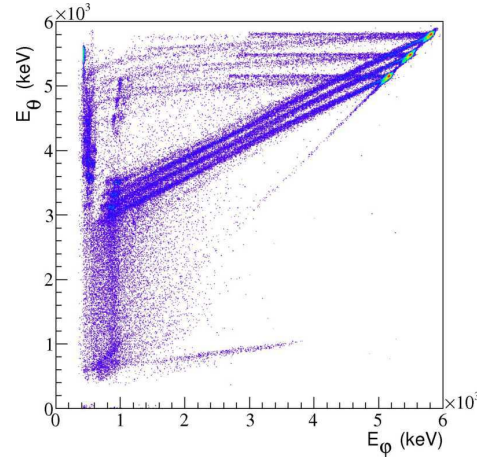


FIGURE 2.46: Comparaison entre les calibrations obtenues avec la source 3- α pour les pistes lorsque les secteurs en φ fonctionnent ou pas. En rouge est représenté le spectre obtenu lorsque les pistes en θ et en φ fonctionnent tandis qu'en bleu est indiqué le spectre obtenu lorsque seules les pistes θ collectent de l'énergie.

ment. Le spectre obtenu lorsque les pistes en θ et en φ fonctionnent (spectre rouge) est parfaitement aligné avec le spectre obtenu dans le cas où les secteurs φ ne fonctionnent pas. Il semble donc possible d'utiliser la partie où seules les pistes en θ fonctionnent, augmentant notre efficacité de détection.

FIGURE 2.47: *Energie mesurée en θ en fonction de φ obtenue avec une source 3α pour la partie du détecteur le permettant. 81% des évènements sont reconstruits avec un écart en énergie inférieure à 1.5% entre la mesure effectuée en θ et en φ .*



Résolution en temps. Utilisant l'électronique de MUST2, pour chaque charge collectée on mesure également un temps. Comme pour MUST2, ce temps a été utilisé pour mesurer le temps entre la détection d'une particule dans CATS2 et la piste de l'annulaire. La résolution en temps pour ce détecteur est de 579(12) ps, très proche de celle des MUST2.

Cas des évènements d'interpiste. Comme dans le cas de MUST2, nous ne considérons pas les évènements présentant une multiplicité supérieure à l'unité, que ce soit en θ ou en φ .

2.7.4 Sélection des évènements.

Bien qu'on puisse correctement étalonner le détecteur dans les deux modes de fonctionnement (avec ou sans les secteurs en φ), on constate que la réponse de ce détecteur est encore suspecte. La figure Fig. 2.47 montre l'énergie encodée pour les pistes en θ en fonction de l'énergie mesurée par les secteurs φ . Ce spectre a été obtenu avec les évènements de multiplicité égale à l'unité. Les évènements de diaphonies énumérées précédemment ont été supprimés. Sur cette figure, bien que la plupart (81%) des évènements ont des énergies égales à moins d'1.5% d'écart entre les signaux issus des pistes en θ et en φ , on constate que ce détecteur a des réponses particulièrement singulières (hors diagonale). Il n'a pas été possible de clairement identifier les origines de l'ensemble de ces évènements. De ce fait, les sélections suivante ont été réalisées pour le détecteur annulaire :

- suppression des évènements de diaphonies (énumérées précédemment).
- suppression des évènements de multiplicité supérieure à l'unité.
- Dans le cas où les pistes en θ et en φ fonctionnent : suppression des évènements pour lesquels l'écart entre l'énergie mesurée en θ et différente de plus de 1.5% de l'énergie mesurée en φ .
- Dans le cas où seules les pistes en θ fonctionnent, aucune sélection supplémentaire n'est effectuée.

L'ensemble de ces sélections réduit considérablement l'efficacité de détection de ce détecteur. Cependant, afin d'avoir des incertitudes raisonnable sur l'énergie détectée avec le S1, il est indispensable de faire ces sélections. Nous avons toutefois décidé de conserver les évènements pour lesquels les secteurs φ ne fonctionnent pas afin d'avoir le maximum de statistique possible. Ces évènements seront identifiables dans la suite de l'analyse afin de s'assurer qu'ils n'induisent pas de biais.

Reconstruction de la position d'impact sur le détecteur. La largeur des pistes en θ étant faible par rapport au rayon moyen de la piste, on considère que la distribution radiale est uniforme sur la largeur de la piste en θ . Ainsi, lorsqu'une piste en θ et un secteur en φ mesurent un dépôt d'énergie, l'incertitude sur la position est d'environ 0.3° en θ et de 22.5° en φ . Dans le cas où les secteurs φ ne fournissent aucun signal, l'incertitude en φ est plus importante. Comme cinq secteurs sont détériorés, l'incertitude en φ devrait être de 112.5° ! Heureusement les secteurs détériorés correspondent à deux quartiers de détecteurs différents (visible en comparant la photo du détecteur Fig. 2.43 et le schéma des secteurs abîmés Fig. 2.45(b)). Ceci a pour conséquence de réduire l'incertitude en φ à 55° ou 77.5° pour les deux quartiers.

A noter que dans le cas où la symétrie cylindrique du détecteur est conservée, l'angle φ n'intervient pas du tout dans les calculs de cinématique ou les distributions angulaires. Cependant cette symétrie cylindrique n'est conservée que dans les cas où l'interaction au niveau de la cible a lieu proche de l'axe du faisceau. Ainsi, à part le fait qu'il est impossible de faire la sélection sur l'égalité des énergies entre les pistes en θ et en φ , le dysfonctionnement des secteurs en φ n'est pas désavantageux dans le cas d'une interaction sur la cible au niveau de l'axe du faisceau. Toutefois, comme nous le verrons par la suite, la tâche faisceau vue durant l'expérience présente une taille importante. Dans ce cas, la symétrie cylindrique est levée et la résolution se détériore.

2.7.5 Prise en compte des zones mortes.

Ayant un seul étage, il convient uniquement de considérer les zones mortes en entrée du télescope. Ce détecteur étant à une distance plus importante de la cible que les détecteurs MUST2 et étant placé symétriquement autour de l'axe du faisceau, nous avons considéré que les particules arrivaient en incidence normale sur ce détecteur. Nous avons pris en compte une zone morte épaisse de 600 nm. La figure Fig. 2.48 montre l'impact de la zone morte sur l'énergie pour une source 3α .

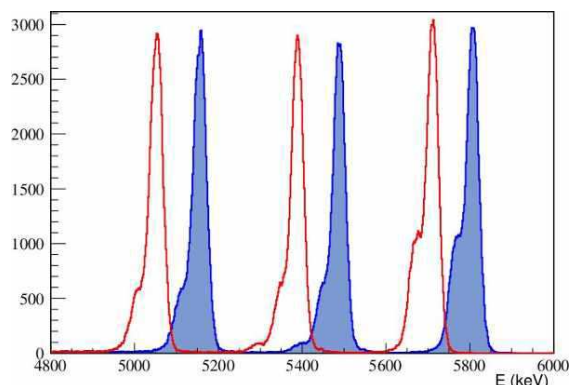


FIGURE 2.48: Spectre obtenu lors de l'étalonnage avec la source 3α . En trait plein rouge est indiqué le spectre obtenu avant correction des pertes d'énergie dans la zone morte pour l'ensemble du détecteur annulaire tandis que le spectre en bleu plein est celui obtenu après correction des pertes d'énergie.

Après correction de la perte d'énergie inhérente à la zone morte d'entrée, la résolution en énergie pour ce détecteur est de $\sigma(E) = 20.0(3) \text{ keV}$ dans le cas où les pistes et les secteurs fonctionnent. Dans le cas où seules les pistes en θ marchent, la résolution est uniquement de $\sigma(E) = 21.7(5) \text{ keV}$ étant donné que la sélection des événements dans ce cas est moins restrictive.

2.7.6 Efficacité géométrique.

Le détecteur annulaire a été placé aux angles arrières dans le référentiel du laboratoire. Comme indiqué sur la figure Fig. 2.3, les protons issus d'une réaction de transfert (d,p) à de tels angles doivent avoir des énergies inférieures à 5 MeV. Ils seront donc tous arrêtés par le détecteur annulaire. Ainsi la zone active de détection correspond à l'ensemble de la surface de détection du détecteur annulaire.

Il convient de déterminer précisément l'efficacité de détection de ce détecteur pour lequel des sélections importantes sur les évènements ont été appliquées.

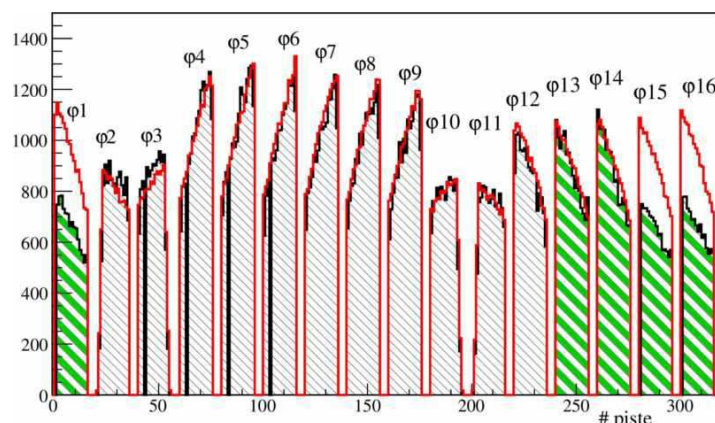


FIGURE 2.49: Taux de comptage par piste et par secteur du S1 obtenu expérimentalement avec une source α (spectres hachurés). Le résultat d'une simulation réalisée pour une source positionnée en (4.0,8.0,-50) est également indiqué (trait plein rouge). Le spectre hachuré avec les bandes vertes correspond à la partie du détecteur où seules les pistes en θ fonctionnent alors qu'en hachuré noir est indiqué le spectre obtenu lorsque les pistes et les secteurs fonctionnent.

La figure Fig. 2.49 montre le taux de comptage pour chaque piste θ de chaque secteur φ lors des "runs" d'étalonnage avec la source 3α . A titre de comparaison, l'allure simulée pour un détecteur efficace sur toute sa surface est également indiquée (spectre en trait plein noir). On constate de prime abord un bon accord entre les données expérimentales et le calcul pour la partie où les pistes en θ et en φ fonctionnent (secteurs 2 à 12). Il en est de même pour les deux secteurs défectueux 13 et 14. Cela n'est pas le cas pour les secteurs 1, 15 et 16. On constate une forte perte dans l'efficacité de détection pour ce détecteur au niveau des secteurs 1 et 15,16. Cela pourrait être dû au rejet des évènements pour lesquels la piste n° 33 bruite. A noter l'allure particulière des taux de comptage pour les secteurs φ_2 , φ_3 et φ_{10} , φ_{11} qui est la conséquence de la forme de la connectique (réduction de la couverture angulaire).

En conclusion, au vu de l'écart entre les taux de comptage de la simulation et de l'expérience pour les secteurs 1, 15 et 16, nous décidons donc de nous passer de ces secteurs dans la suite de l'analyse. Bien que cela réduise la surface de détection d'environ 19%, il est nécessaire de se priver de ces secteurs afin d'avoir confiance en l'estimation de l'efficacité de détection. La figure Fig. 2.50 montre l'efficacité de détection simulée pour une source ponctuelle placée à la position de la cible.

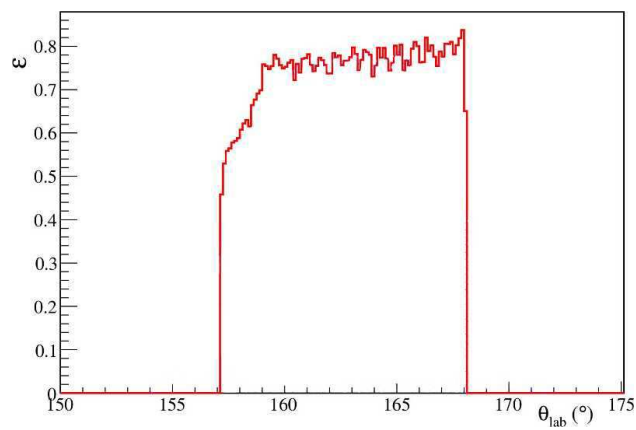
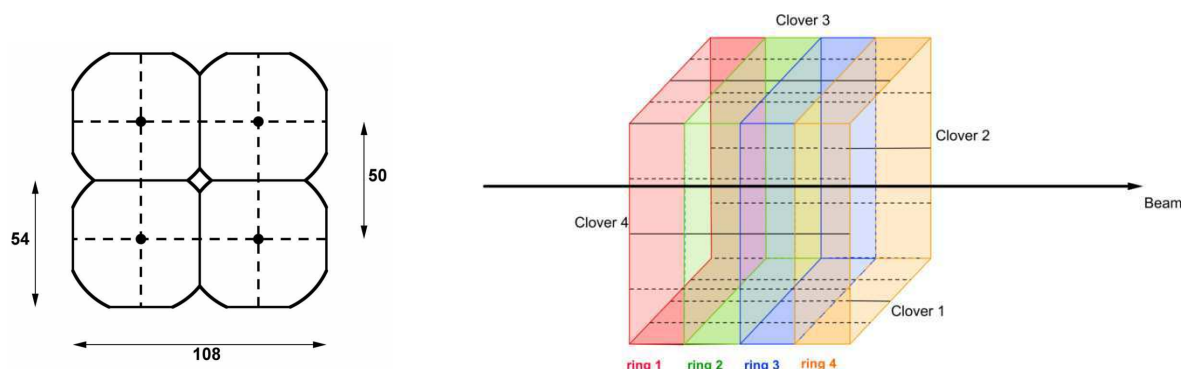


FIGURE 2.50: Efficacité de détection du détecteur annulaire simulée pour une cible ponctuelle placée au point de coordonnées $(0,0,-46)$. Dans la suite, la taille réelle de la tache faisceau sera considérée (voir prochain chapitre).

2.8 Le détecteur de photons : EXOGAM.

2.8.1 Description générale du détecteur.

EXOGAM est un détecteur de rayonnement de photons γ de grande efficacité dédié à la spectroscopie nucléaire des noyaux exotiques produits au GANIL. Au total, il peut comporter seize détecteurs, appelés « clovers ». Chaque clover est divisé en quatre cristaux de germanium, refroidis par un même cryostat. Ces cristaux ont chacun un contact central chargé de mesurer l'énergie déposée dans le cristal. De plus, chaque cristal est électroniquement segmenté en quatre. La figure 2.51(a) présente une vue en coupe d'un clover d'EXOGAM. Grâce aux segments, on bénéficie d'une granularité plus importante,



(a) Vue en coupe d'un clover d'EXOGAM.

(b) Schéma du dispositif expérimental de détection de photons γ employé durant l'expérience.

FIGURE 2.51: Schémas représentatifs de la disposition de l'ensemble de détection EXOGAM utilisé ici.

permettant ainsi de définir plus précisément le lieu de détection du photon incident. Cependant, les segments souffrent d'un manque de précision sur la mesure en énergie. Il sont donc uniquement utilisés pour la reconstruction en position, l'énergie étant prise sur le contact central.

Seuls quatre des seize clovers d'EXOGAM ont été utilisés lors de l'expérience. Étant donné la géométrie de la chambre à réaction, les clovers ont été placés le plus proche possible de la cible afin de maximiser la couverture angulaire de détection. Les faces avant des clovers ont été placées à 53 mm autour de la ligne de faisceau.

La figure 2.51(b) présente de manière schématique la disposition des quatre clovers lors de l'expérience. On définit alors quatre « couronnes » (nommées "rings" sur la figure Fig.2.51(b)) constituées chacune de seize segments. Ces différentes couronnes permettront de déterminer les angles d'émissions des gammas détectés lors de l'expérience et ainsi d'effectuer une correction Doppler des énergies détectées (voir partie 3.5).

2.8.2 Calibration.

Signaux énergie. Ces cristaux ont été calibrés à l'aide d'une source de ^{152}Eu . Les énergies des différentes raies attendues sont listées dans le tableau Tab. 2.11.

A noter que seules les raies de l' ^{152}Eu d'intensité suffisante à leur bonne identification sont présentées dans le tableau Tab. 2.11.

E_γ ^{152}Eu (keV)	Intensité (%)
121.7821 (4)	28.37 (13)
244.6989 (10)	7.53 (4)
344.2811 (19)	26.57 (11)
778.903 (6)	12.97 (6)
964.055 (4)	14.63 (6)
1085.842 (4)	10.13 (5)
1112.087 (6)	13.54 (6)
1408.022 (4)	20.85 (9)

TABLE 2.11: *Tableau récapitulatif des principales raies de ^{152}Eu . Seules les raies les plus intenses sont répertoriées ici.*

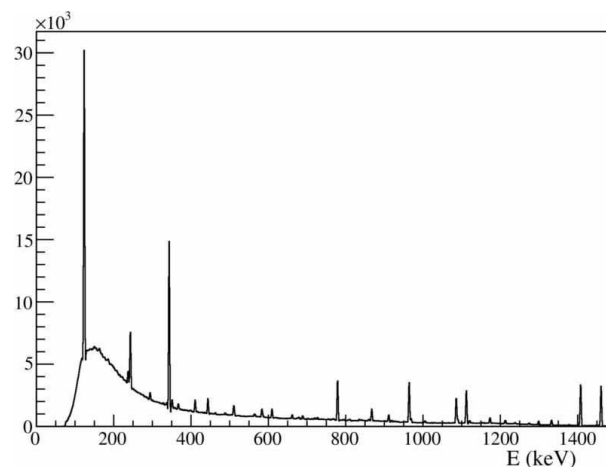


FIGURE 2.52: *Spectre de ^{152}Eu après calibration.*

En considérant que l'électronique d'EXOGAM est linéaire, ce qui est le cas sauf aux extrémités des codeurs, nous avons étalonné les détecteurs à l'aide d'une régression linéaire. Considérer l'électronique comme linéaire est d'autant plus approprié que le seuil de détection des photons est de l'ordre de 75 keV comme on peut le voir sur la figure Fig 2.52. La figure Fig. 2.52 illustre un spectre obtenu avec une source d' ^{152}Eu placée au centre du dispositif de détection. La figure Fig. 2.53 illustre les incertitudes

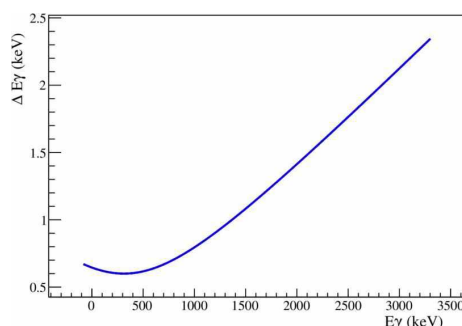


FIGURE 2.53: *Incertaince de la calibration en énergie pour l'ensemble de détection EXOGAM.*

issues de l'étalonnage ainsi effectué. On constate que l'incertitude liée à la calibration est très faible. Cela s'explique par l'emploi d'une source ayant des raies connues sur une grande gamme en énergie et par la résolution intrinsèque d'un détecteur Germanium qui est très bonne.

Signaux temps. Pour chaque cristal, un signal en temps est aussi encodé. Ce signal est créé grâce à des discriminateurs à seuil C.A.E.N. Les discriminateurs à seuil induisent une dépendance du signal temps avec l'amplitude du signal énergie. Toutefois, ces discriminateurs présentent l'avantage d'avoir un temps de traitement nettement plus court que des discriminateurs à seuil ce qui permet de traiter l'ensemble des signaux temps sans induire de temps mort trop important.

Le temps de vol des photons γ est utilisé pour sélectionner les événements dits "prompts", c'est-à-dire les gammas qui sont liés au passage d'une particule du faisceau. Sélectionner ces événements

permet de réduire considérablement le bruit dû à la radioactivité ambiante. Ce temps est caractérisé par un signal START issu du cristal d'EXOAM considéré, et d'un signal STOP, commun à tous les cristaux, issu du second CATS. Ce temps correspond donc au temps de vol entre CATS2 et EXOGAM. Il convient d'étalonner chacune de ces voies d'électronique. Elles sont étalonnées à l'aide d'un générateur d'impulsion (idem que pour les signaux temps CATS et MUST2).

Après calibration, connaissant la résolution temporelle intrinsèque d'un détecteur CATS, la résolution temporelle des cristaux EXOGAM est estimée à 8.1(1)ns.

2.8.3 Reconstruction des évènements de diffusion Compton.

Un photon interagit avec la matière et l'ionise principalement suivant trois processus :

- Par effet photoélectrique, où le photon transfère la totalité de son énergie à un atome qui en libère une partie par émission d'un électron (une partie de l'énergie est consommée pour passer le seuil d'émission).
- Par effet Compton, où le photon diffuse sur un électron et lui transfère une partie de son énergie. Après une ou plusieurs diffusions, le photon est totalement absorbé par effet photoélectrique.
- Par création de paires électron-trou. Ce processus n'est possible que si le photon a une énergie supérieure à 1022 keV, énergie nécessaire à la création de la paire e^+e^- .

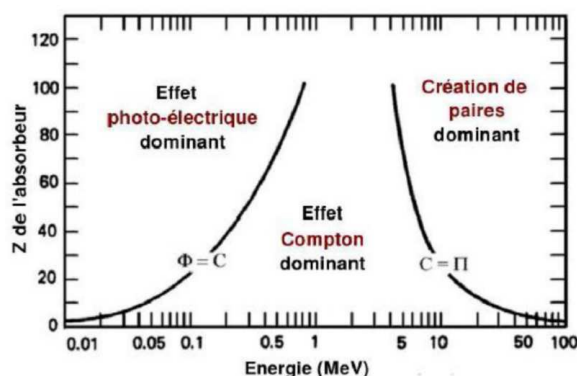


FIGURE 2.54: Domaine de prédominance des différents processus d'interaction d'un photon avec la matière en fonction de l'énergie du photon et de la charge de l'absorbeur [48].

La figure Fig. 2.54 présente le domaine de prédominance des différents processus en fonction du milieu absorbeur et de l'énergie du photon. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, pour le germanium ($Z = 32$), la diffusion Compton est le processus dominant de l'interaction rayonnement-matière.

S'il y a diffusion Compton, l'énergie du photon incident est disséminée à chaque diffusion le long du parcours du photon dans le détecteur. Le libre parcours moyen d'un gamma aux énergies considérées est de l'ordre du centimètre. Il est donc nécessaire de pouvoir reconstruire le parcours du photon dans le détecteur afin de récolter toute son énergie. Plusieurs options s'offrent à nous pour reconstruire cette énergie. Les différentes méthodes étudiées ici sont :

- Sommer les énergies des différents segments touchés. Cette méthode a été abandonnée du fait de la mauvaise résolution en énergie des segments.
- Considérer chaque "clover" comme un calorimètre et sommer l'ensemble des énergies déposées dans chaque "clover".

- Une méthode utilisant la reconstruction de la trajectoire du photon à l'aide des segments a été implémentée.

Nous ferons l'hypothèse dans toute la suite de notre étude que le segment dans lequel le dépôt d'énergie est le plus important correspond au segment dans lequel le photon est détecté en premier. Cette hypothèse peut se justifier par le fait que la probabilité d'avoir une interaction a un point donné de l'espace est inversement proportionnelle au carré de la distance au point d'incidence du photon. Cette valeur de position sera utilisée par la suite lors de la correction de l'effet Doppler (qui est corrélé à l'angle d'émission du photon γ).

Méthode de somme par "clover". Cette méthode n'utilise pas du tout l'information issue des segments, et consiste à sommer l'ensemble de l'énergie déposée dans un "clover". Ainsi, la multiplicité maximale considérée avec cette méthode est de quatre (nombre de clovers utilisés). Pour chaque clover, afin de connaître la position d'impact du photon, on considère le segment où le dépôt d'énergie est le plus important.

Méthode conditionnée par les segments. Cette méthode consiste à déterminer l'ensemble des segments d'énergie non nulle. Dans le cas où le photon interagit par diffusion Compton, Le photon peut parcourir une distance assez importante au sein du détecteur, on considère alors que deux segments appartiennent à la chaîne de diffusion du photon incident si la distance entre ces deux segments est inférieure à une distance seuil d . Si les segments touchés lors du passage d'un photon appartiennent à des cristaux différents, les énergies récoltées par ces cristaux sont sommées. La distance seuil d a été ajustée afin d'optimiser le gain de cette méthode à partir des données d'une source. On a déterminé que cette distance seuil d doit permettre un écart maximal de deux segments pour optimiser la reconstruction des évènements de diffusion Compton. La figure Fig. 2.55 illustre les diffusions Compton considérées dans le cas où la distance seuil $d = 1.5$ (unité de segment).

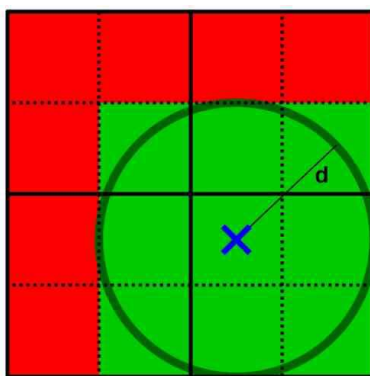


FIGURE 2.55: Représentation en vert des segments pour lesquels on considère la diffusion Compton à partir du segment marqué d'une croix. La distance d illustrée ici, est la distance seuil telle que $d = 1.5$ (unité de segment).

Il est possible que le photon secondaire émis lors d'une diffusion Compton soit émis à un angle tel qu'il ressorte du cristal. Ce type d'évènement contribue au bruit de fond car seule une partie de l'énergie du photon incident est détectée. Éventuellement, il est possible d'utiliser des boucliers "BGO" afin d'en

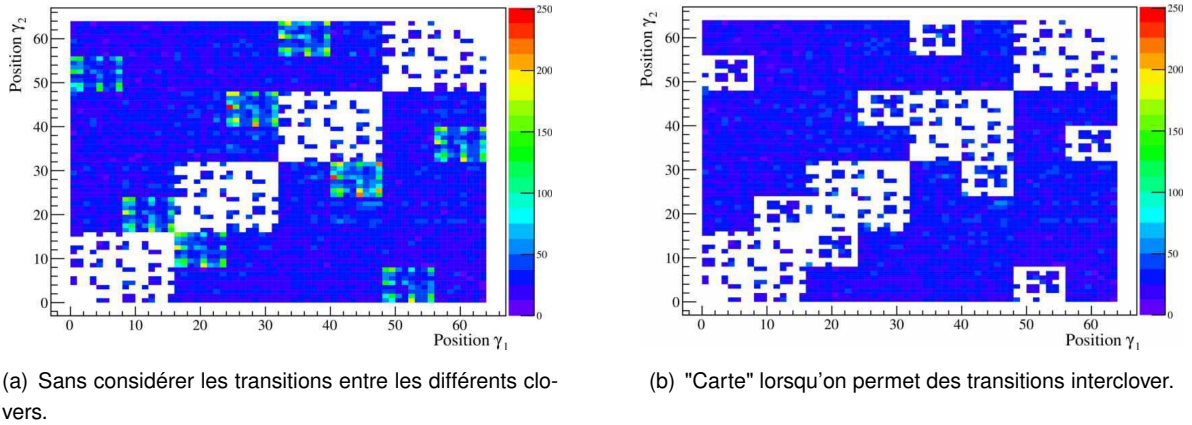
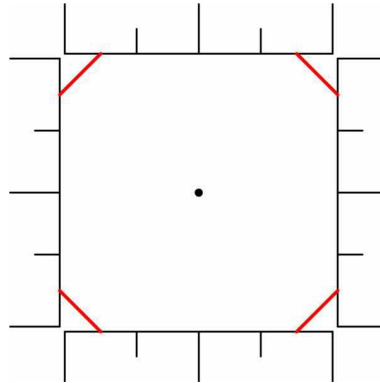


FIGURE 2.56: "Carte" des positions d'impact des photons lorsque deux photons sont observés en coïncidence lors d'une calibration faite avec une source d' ^{152}Eu . En ordonnée est représenté le numéro du segment du photon le plus énergétique, tandis qu'en abscisse est représenté la position du second photon. Suivant les deux axes, les numéro de 1 à 16 correspondent au clover n° 1, ceux de 17 à 32 correspondent au clover n° 2, de 33 à 48 au n° 3 et de 49 à 64 au n° 4.

FIGURE 2.57: Schéma représentant les transitions entre les clovers adjacents qui sont permises (en rouge). Ces transitions ont été prises en compte lors de l'élaboration de la figure Fig. 2.56(b).



éliminer une majorité. La disposition de la chambre expérimentale ne l'a pas permis ici. Ne pouvant discriminer ce type d'événements, la probabilité qu'un photon secondaire issu d'une diffusion Compton soit détecté par un autre clover est non nulle. Les "cartes" Fig. 2.56(b) et Fig. 2.56(a) montrent les positions d'impact des photons en coïncidence qui sont observées après le traitement de reconstruction des événements de diffusion Compton si on considère ou non les diffusions Compton entre les clovers adjacents. Dans le cas de la figure Fig. 2.56(b), les transitions entre les clovers permises sont uniquement celles avec les cristaux adjacents comme cela est schématisé sur la figure Fig. 2.57.

Sur la figure Fig. 2.56(a) on constate que la localisation des photons en coïncidence n'est pas homogène sur toute la surface de détection ce qui devrait être le cas. En comparant cette figure avec celle de la figure Fig. 2.56(b), on note que ces localisations les plus probables correspondent à des segments appartenant à des clovers différents mais adjacents. Une telle accumulation pour des segments proches peut être due à des événements de diffusion Compton lors desquels le photon secondaire sort du premier clover et interagit dans le second. La figure Fig. 2.58 montre le spectre en énergie des deux photons en coïncidence en sélectionnant uniquement les positions de forte accumulation dans la figure Fig. 2.56(b).

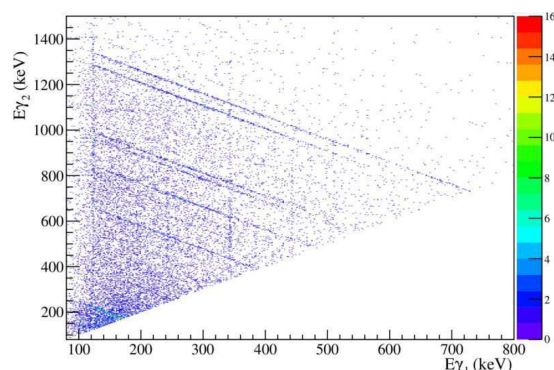
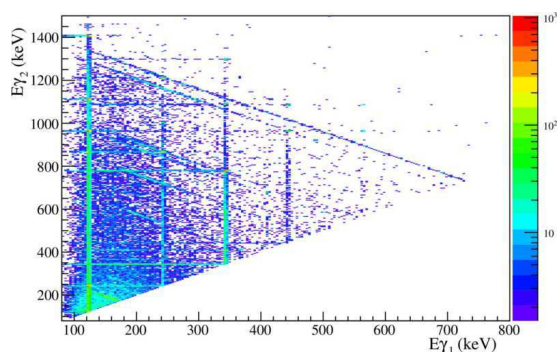
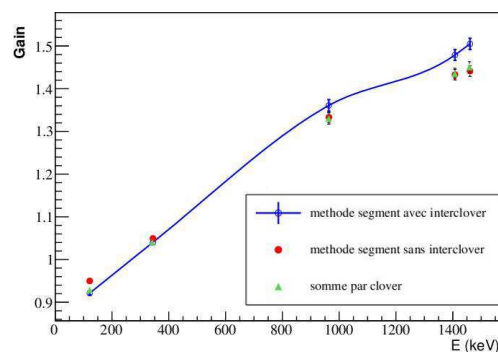


FIGURE 2.58: Spectre de photons γ en coïncidence en sélectionnant uniquement les gammas dans deux clovers adjacents. Ce spectre est celui obtenu lorsque les diffusions Compton interclover ne sont pas prises en compte.



(a) Pour une source d' ^{152}Eu , coïncidence observée une fois le traitement de la diffusion Compton réalisé. Les diagonales ont pratiquement disparues.



(b) Courbe montrant le gain sur l'efficacité de détection obtenu grâce au traitement de la diffusion Compton. La courbe en trait plein bleu montre le gain obtenu pour la méthode basée sur les segments en considérant les transitions interclovers. En rouge, résultat de la méthode sur les segments sans considérer les transitions entre les clovers. Les carrés verts montrent le résultat obtenu avec la méthode de somme par clover.

FIGURE 2.59: Résultat du traitement de la diffusion Compton.

Dans la figure Fig.2.58, on observe des diagonales de γ en coïncidence : la somme des énergies des deux photons est une constante sur toute la diagonale. Chaque diagonale correspond donc à des événements de diffusion Compton issus d'un photon d'énergie fixe. Avec la géométrie employée pour les clovers EXOGAM, les diffusions Compton entre les clovers sont importantes pour certains segments : il est donc impossible de les négliger. Cette forte probabilité d'avoir des diffusions entre les clovers s'explique par la distance entre les clovers qui a été minimisée afin d'augmenter la couverture angulaire de détection.

La figure Fig. 2.59(a) montre le spectre de coïncidence obtenu après le traitement de la diffusion Compton. Les diagonales ont pratiquement disparues. Les coïncidences, connues pour la source de ^{152}Eu , sont clairement identifiables.

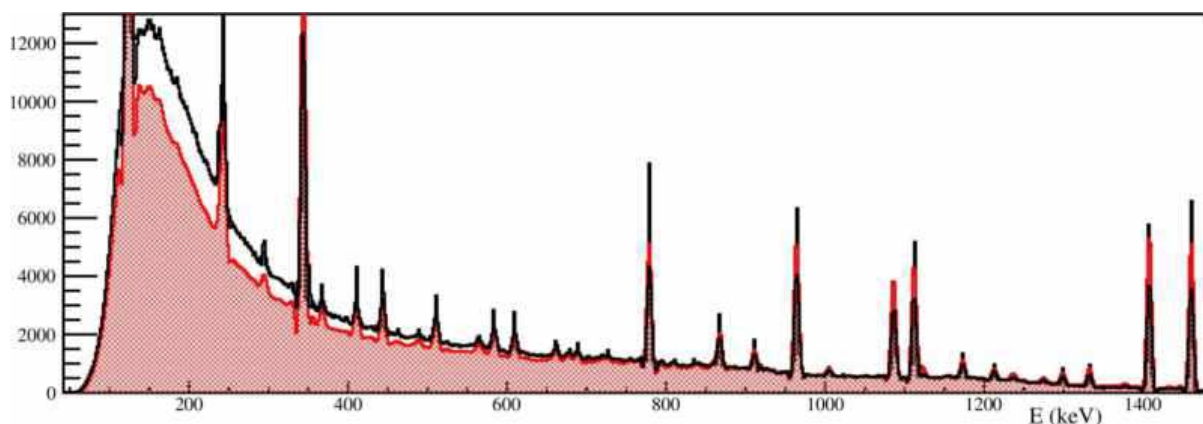


FIGURE 2.60: Spectre obtenu avec une source d' ^{152}Eu . Comparaison entre le spectre obtenu sans traitement de la diffusion Compton, en noir, et avec (spectre plein).

Le gain de ce traitement est important pour les photons ayant une énergie supérieure à 600 keV comme le montre la figure Fig. 2.59(b). Ce graphique montre le rapport entre le nombre de photons détectés dans le photo-pic après et avant traitement. Pour des photons d'environ 1 MeV, le gain de cette méthode est d'environ 1.4. La méthode de somme décrite précédemment obtient, quant à elle, un gain légèrement moins important mais étonnamment bon étant donné la simplicité de cette méthode. Considérer les transitions entre les différents clovers permet d'avoir un gain d'environ 10% plus élevé.

La figure Fig. 2.60 compare les spectres obtenus avant et après traitement de la diffusion Compton. Ainsi, on peut affirmer que le traitement de la diffusion Compton a permis d'améliorer considérablement l'efficacité de détection pour des photons de plus de 600 keV et ceci notamment grâce au traitement des diffusions entre les segments adjacents de deux clovers distincts. Il convient de préciser que le traitement détaillé ici dépend des conditions expérimentales. En effet, dans le cas des réactions de transfert où la multiplicité γ est faible, le traitement ci-dessus est approprié et permet d'augmenter le nombre de photons détectés sans pour autant sommer des énergies appartenant à deux photons incidents distincts.

2.8.4 Efficacité de détection.

Formalisme employé. L'efficacité absolue de détection du système de quatre clovers EXOGAM a été mesurée grâce à la source de ^{152}Eu . Elle a été placée au centre des EXOGAM pour cette mesure. L'efficacité absolue de détection est alors obtenue en réalisant le rapport du nombre de γ détectés sur le nombre de γ émis pour chaque raie. Le nombre de γ détectés est corrigé du temps mort, qui est important compte tenu de la forte activité de la source (40% de temps mort lors de l'étalonnage). Le nombre de γ émis est déterminé à partir de l'activité de la source qui est connue.

Efficacité de détection dans les différentes configurations utilisées. Comme précisé précédemment, le dispositif expérimental a été exploité dans deux configurations. Vu que la position de la cible est différente dans les deux configurations, l'efficacité de détection l'est aussi. L'efficacité ayant été déterminée expérimentalement pour la position au centre des EXOGAM à l'aide de la source de ^{152}Eu , celle pour la position de la cible avancée en a été déduite en prenant compte du changement de la couverture angulaire entre ces deux configurations. Une simulation Monte-Carlo a été réalisée afin de déterminer

l'impact du décalage entre les deux configurations. La figure Fig. 2.61 montre la couverture angulaire dans les deux cas. Dans les deux configurations, l'angle représenté ici est l'angle d'émission d'un photon du centre de la cible jusqu'à la surface d'entrée du détecteur EXOGAM. L'efficacité géométrique de détection est de 66.7 % dans le cas où la cible est au centre du dispositif EXOGAM tandis qu'elle est seulement de 21.4% dans la configuration cible avancée.

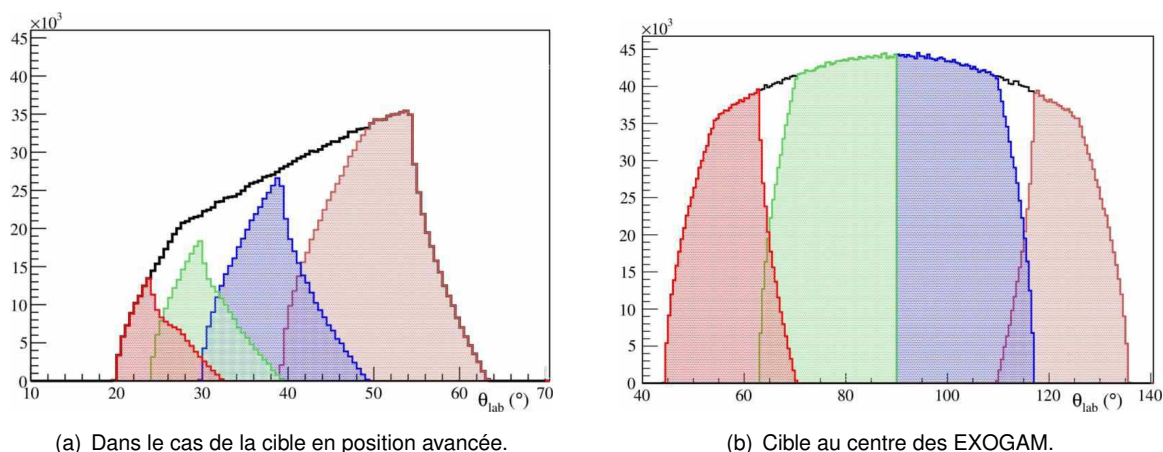


FIGURE 2.61: Couverture angulaire obtenue par simulation Monte-Carlo dans le cas où la cible est au centre des EXOGAM (Fig. 2.61(b)) et pour la cible avancée (Fig. 2.61(a)). Dans les deux cas, les différentes couronnes ont été représentées en spectres pleins.

L'efficacité absolue de détection est illustrée Fig. 2.62 dans les deux configurations.

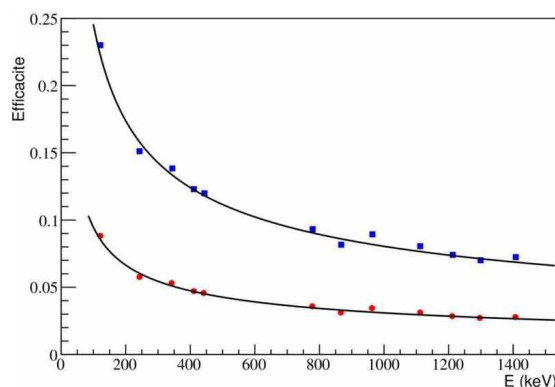


FIGURE 2.62: Efficacité absolue des clovers EXOGAM en fonction de l'énergie pour les différentes configurations utilisées lors de l'expérience. Les carrés bleus représentent l'efficacité mesurée avec une source de ¹⁵²Eu au centre des clovers EXOGAM, tandis que les ronds rouges représentent l'efficacité déduite au niveau de la cible en position avancée.

Les valeurs mesurées et calculées pour l'efficacité γ sont ajustées par une courbe ayant l'expression suivante (knoll :[48]) :

$$\varepsilon(E) = e^{a_0 + a_1 \ln \frac{E}{E_0} + a_2 (\ln \frac{E}{E_0})^2} \quad (2.18)$$

où a_0, a_1, a_2 et E_0 sont des paramètres d'ajustement.

L'efficacité de détection des cristaux de germanium chute fortement avec l'énergie du photon. Dans le cas de la cible au centre des EXOGAM, l'efficacité est de 23% à 125 keV, puis chute jusqu'à 8% à 1.4 MeV. La différence d'efficacité entre les deux configurations (avancée et au centre des EXOGAM) est saisissante. Étudier la spectroscopie γ avec la cible au centre des EXOGAM sera donc particulièrement intéressante. C'est pour cela qu'une partie de l'expérience a été réalisée avec une cible épaisse placée au centre des clovers EXOGAM. Il convient de se rappeler que l'étude en position avancée avec cible mince a été choisie afin d'obtenir une bonne efficacité de détection des protons émis lors de la réaction de transfert et cela sur une grande gamme angulaire.

Traitement des données.

Nous présentons ici le traitement des données effectué ayant permis de mettre en exergue les événements correspondant aux réactions de transfert étudiées. Dans un premier temps, les méthodes utilisées pour calculer les différentes observables d'intérêt seront détaillées. Les diverses sources d'incertitudes pouvant les affecter seront minutieusement identifiées et quantifiées. Les sélections effectuées pour distinguer les produits de réaction seront également indiquées.

Outre présenter le travail effectué pour cette thèse, cette partie a pour but de servir de base de travail pour tous les utilisateurs voulant réaliser ce type d'expérience avec un dispositif expérimental similaire.

3.1 Angle d'émission du proton.

3.1.1 Méthode employée.

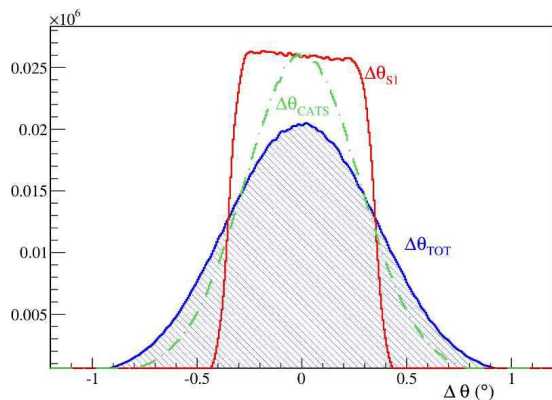
L'angle d'émission du proton a été calculé, événement par événement, par rapport à la trajectoire du noyau incident. Comme montré précédemment dans la partie 2.5, la trajectoire d'un ion du faisceau est déterminée à l'aide des deux détecteurs CATS (cf équation 2.7). La direction d'émission du proton dans le repère du laboratoire est déterminée de la même manière à partir des coordonnées d'impact du proton dans les détecteurs de particules légères (MUST2 ou S1) et des coordonnées du point d'impact sur la cible. L'angle entre ces deux vecteurs correspond à l'angle d'émission du proton.

3.1.2 Incertitude $\Delta\theta$ sur la détermination de l'angle.

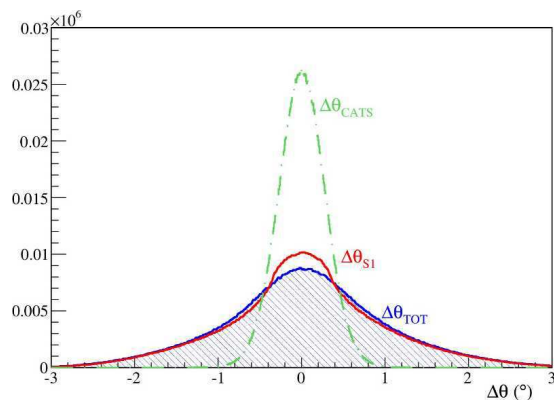
Incertitude sur l'angle d'émission. Le manque de précision de la reconstruction de la position d'impact au niveau de la cible ainsi que celle de la position déterminée avec les détecteurs MUST2 et S1 affectent la détermination précise de l'angle d'émission du proton. Comme indiqué dans la partie 2.5, la résolution de la reconstruction sur cible est de 0.7 mm en X et de 0.5 mm suivant l'axe Y. A cela, s'ajoute la contribution créée par la taille des pixels de détection dans les détecteurs de particules chargées. La figure Fig. 3.1 présente les résultats d'une simulation réalisée dans le but de quantifier cette incertitude $\Delta\theta$.

Incertitude liée à la résolution de reconstruction avec les détecteurs CATS. L'incertitude sur l'angle liée à la résolution sur cible est d'environ $\Delta\theta_{CATS} = 0.20^\circ$. L'impact de cette incertitude sur l'angle du proton a une influence différente sur les détecteurs MUST2 ou S1 du fait de la différence de distance relative entre ces derniers et la cible.

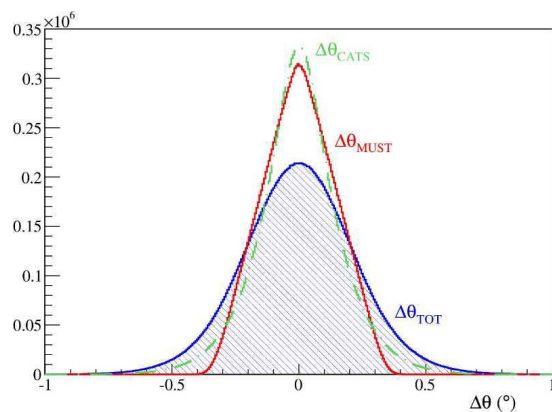
Dans le cas du détecteur annulaire. Le détecteur annulaire a été conçu pour bénéficier de la géométrie cylindrique du phénomène étudié. Cependant, la taille non négligeable de la tache faisceau au



(a) incertitude $\Delta\theta$ pour le détecteur annulaire lorsque l'on se restreint au niveau du centre de la cible.



(b) Idem qu'en 3.1(a) si on considère l'intégralité de la tâche faisceau au niveau de la cible.



(c) Pour les détecteurs MUST2 en considérant l'intégralité de la tâche faisceau.

FIGURE 3.1: Schéma montrant les différentes contributions à l'incertitude sur l'angle d'émission. En vert pointillé est présentée la contribution due aux détecteurs CATS. L'incertitude inhérente à la taille des pixels de détection est représentée en trait plein rouge tandis que l'incertitude totale sur l'angle d'émission est montrée en bleu hachuré.

niveau de la cible rompt cette symétrie. Nous allons voir ici l'effet de cette asymétrie sur l'incertitude sur l'angle d'émission du proton. Les figures Fig. 3.1(a) et Fig. 3.1(b) montrent l'incertitude sur l'angle dans deux cas : en se restreignant à une tâche centrale ponctuelle (Fig. 3.1(a)) ou en considérant l'ensemble de la tâche du faisceau, comme dans les conditions expérimentales (Fig. 3.1(b)). La différence entre les deux est saisissante. Se restreindre à une tâche faisceau centrale et peu étalée permet de conserver la symétrie cylindrique du détecteur annulaire : la mauvaise résolution sur l'angle φ n'a aucun impact sur θ . Ainsi la courbe $\Delta\theta_{S1}$ rouge continue de la figure Fig. 3.1(a) est due uniquement à la largeur en θ des pistes du détecteur annulaire.

Considérer l'étendue de la tâche faisceau implique une rupture de la symétrie cylindrique qui a un impact important sur l'incertitude $\Delta\theta$. L'incertitude totale en sigma qui est de $\Delta\theta = 0.30^\circ$ pour une tâche centrale compacte, passe à $\Delta\theta = 0.87^\circ$ lorsque l'on considère la taille de la tâche réelle du faisceau de 16 mm suivant l'axe X et de 7 mm suivant l'axe Y comme on peut l'illustrer la figure Fig. 3.13.

Pour les télescopes MUTS2. La position au niveau d'un détecteur MUST2 est précise grâce à la taille des pixels ($0.7 \times 0.7 \text{ mm}^2$). De ce fait, l'incertitude totale sur l'angle est de $\Delta\theta = 0.22^\circ$ quelle que soit la taille de la tâche faisceau. La figure Fig. 3.1(c) montre les différentes composantes responsables de l'incertitude $\Delta\theta$ dans le cas des détecteurs MUST2.

3.2 Reconstruction de l'énergie au niveau du point d'interaction.

Grâce aux deux détecteurs de faisceau CATS, il est possible de reconstruire la position du point d'interaction sur la cible dans le plan (x, y) . Cependant, aucune observable expérimentale ne permet de mesurer à quelle profondeur dans la cible a lieu l'interaction, que ce soit le temps de vol ou la perte d'énergie dans la chambre à ionisation... En effet, le dispositif expérimental ne dispose pas d'une sensibilité suffisante pour voir l'impact de la cible sur l'énergie des ions du faisceau. Nous faisons donc l'hypothèse que l'interaction a lieu dans le plan médian de la cible. Il convient toutefois de noter que l'épaisseur de cible a un impact important lors du passage des protons dans la cible. Nous allons quantifier ici l'impact de cette hypothèse sur les principales grandeurs d'intérêt dont notamment l'énergie des protons et en conséquence l'énergie d'excitation.

3.2.1 Énergie du faisceau au point d'interaction.

En première approximation, on peut considérer que la probabilité d'interaction est uniforme sur l'épaisseur de la cible. En traversant la cible, l'ion du faisceau perd de l'énergie. Dans le cas de la cible mince avancée (cible de CD_2 de 2.6 mg.cm^{-2}), la perte d'énergie induit une variation d'environ 1% sur la vitesse de l'ion. Ainsi l'épaisseur de la cible a un effet marginal sur la vitesse de la particule du faisceau au niveau du point d'interaction.

3.2.2 Reconstruction de l'énergie du proton au point d'interaction.

La figure Fig. 3.2 montre l'impact de l'hypothèse de considérer que la réaction a lieu dans le plan médian de la cible. Pour le quantifier, une simulation Monte-Carlo a été réalisée. Cette simulation s'articule autour des points suivants :

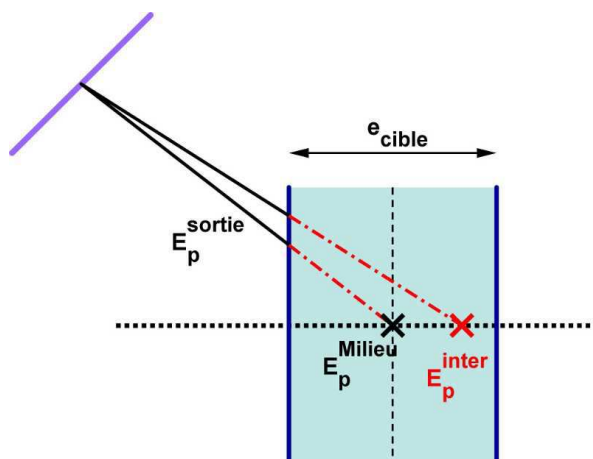
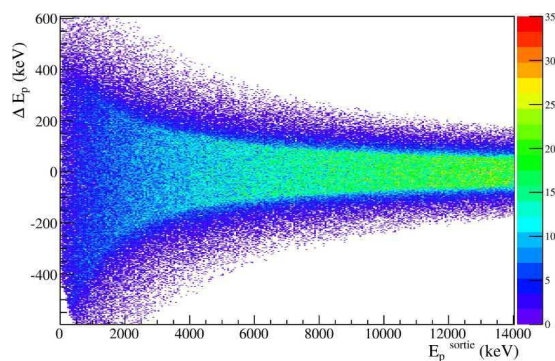
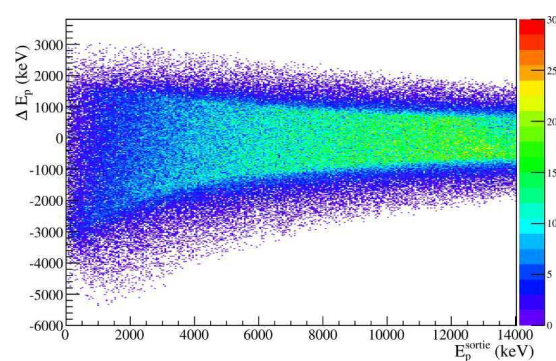


FIGURE 3.2: Schéma illustrant les conséquences de l'hypothèse d'interaction au niveau du plan médian de la cible. La distance parcourue au sein de la cible est représentée en trait rouge discontinu.

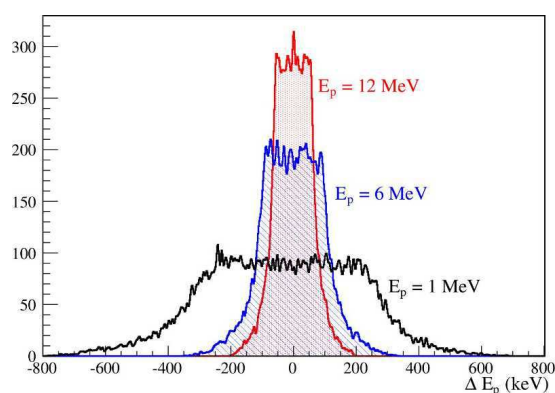
- Tirage uniforme sur l'épaisseur de la cible pour déterminer la position d'interaction au sein de la cible. Comme la variation de la vitesse lors de la traversée de la cible est faible, cette hypothèse est réaliste.
- L'angle d'émission du proton est tiré aléatoirement. Nous considérons ici uniquement les événements ayant des angles d'émission couverts par des détecteurs MUST2. Connaissant son angle d'émission, on calcule l'épaisseur parcourue par le proton au sein de la cible.
- L'énergie du proton émis est tirée aléatoirement de zéro à 16 MeV.
- L'énergie du proton en sortie de cible est calculée. Pour ce faire, on considère l'énergie perdue dans la cible le long du parcours du proton dans la cible.
- L'énergie du proton si l'interaction avait eu lieu au niveau du plan médian est calculée à partir de l'énergie du proton en sortie de cible.

L'écart entre l'énergie au niveau du point d'interaction et celle reconstruite dans le plan médian est l'erreur induite par l'hypothèse d'une interaction au milieu de la cible. En plus d'un écart en énergie, une différence sur l'angle d'émission est aussi observable (clairement visible sur le schéma). Cependant, dans le cas de la cible mince, considérer que l'interaction a lieu dans le plan médian de la cible a un effet négligeable sur l'angle d'émission du proton (de l'ordre de 10^{-3}°). Par contre, l'effet sur l'énergie est important.

Le résultat de cette simulation est montré dans le cas de la cible mince (Fig. 3.3(a)) et pour la cible épaisse (Fig. 3.3(b)). Bien entendu, l'approximation est d'autant plus mauvaise que la cible est épaisse et que l'énergie du proton est faible. L'asymétrie observée à faible énergie proton apparaît car ces protons n'ont pas une énergie suffisante pour sortir de la cible. Cela est d'autant plus visible que la cible est épaisse (voir figure Fig. 3.3(b)).

(a) Pour la cible mince de 2.6 mg.cm^{-2} .

(b) Pour la cible épaisse. A noter que l'échelle est changée suivant la verticale comparé à a).



(c) Projection de l'étalement en énergie résultant de l'hypothèse d'une interaction dans le plan médian pour différentes énergies proton.

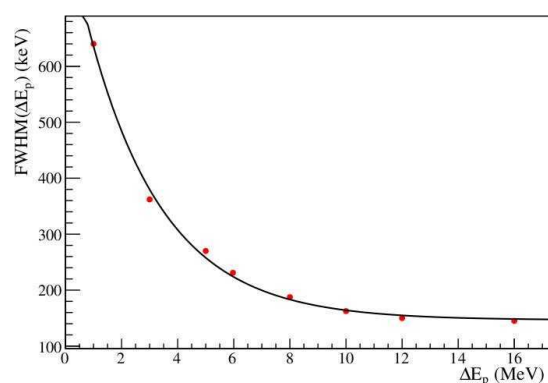
(d) Evolution de l'étalement de l'écart en énergie ΔE_p dans le cas de la cible mince.

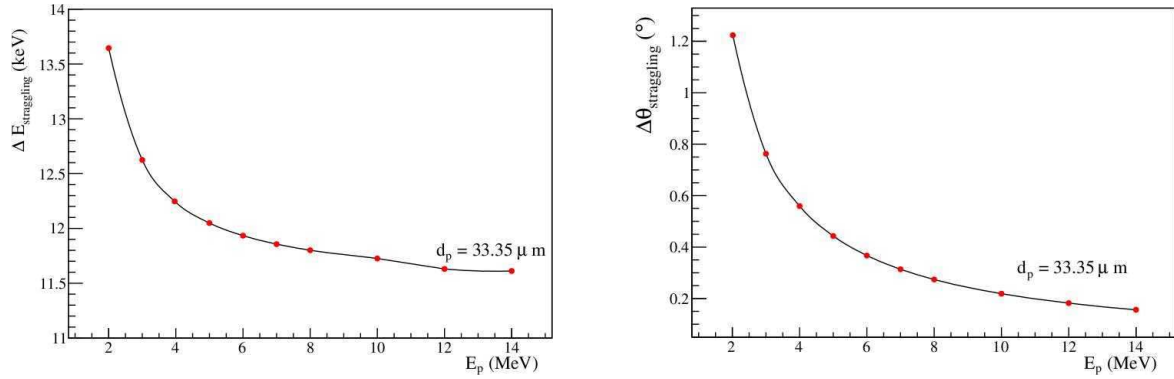
FIGURE 3.3: simulation montrant l'écart ΔE_p entre l'énergie au niveau du point d'interaction et l'énergie calculée au centre de la cible. On constate que l'écart est significatif et représente donc une des principales sources d'incertitudes lors de notre analyse. A noter que les effets du "straggling" en énergie et en angle ne sont pas considérés ici.

Dans le cas de la cible mince, l'écart moyen entre l'énergie reconstruite dans le plan médian et celle au niveau du point d'interaction est montré pour différentes énergies proton dans la figure Fig. 3.3(c). L'évolution de la largeur à mi-hauteur est montrée figure Fig. 3.3(d). Alors que l'écart moyen en énergie est inférieur à 150 keV (largeur à mi-hauteur) pour des protons de plus de 16 MeV, il atteint 362 keV pour des protons de 3 MeV.

Cette simulation met en évidence que l'hypothèse d'une réaction dans le plan médian de la cible induit de fortes incertitudes sur l'énergie du proton émis. Les conséquences de cette hypothèse sur la reconstruction du spectre d'énergie d'excitation seront discutées dans la suite.

3.2.3 Quantification du straggling angulaire et en énergie.

Dans la partie précédente nous avons considéré que les pertes d'énergies dans la matière sont parfaitement connues et qu'elles ne présentent aucune incertitude. Cependant, la perte d'énergie d'une



(a) "straggling" en énergie pour des protons traversant une épaisseur de $33.35 \mu\text{m}$ de CD_2 .

(b) "straggling" angulaire pour l'épaisseur moyenne observée lors de la détection dans les détecteur MUST2.

FIGURE 3.4: Straggling en énergie et en angle pour l'épaisseur moyenne traversée par les protons lors de leur détection dans MUST2.

particule dans la matière, parce qu'elle se produit par une série d'événements discrets (collision avec les électrons de la matière), fluctue statistiquement autour d'une valeur moyenne. On parle alors de "straggling" longitudinal. Ces différentes collisions avec les électrons de la matière peuvent également induire de faibles changements sur la direction de propagation de la particule. On parle alors de "straggling" angulaire ou latéral.

Nous n'avons pas traité explicitement le straggling mais seulement testé ses effets dans le cas de la cible mince. A l'aide de la simulation présentée précédemment, l'épaisseur de cible moyenne traversée par les protons détectés dans les MUST2 a été calculée. Elle est de $33.35 \mu\text{m}$ pour la cible mince tandis que l'épaisseur maximale traversée est de $60 \mu\text{m}$. A l'aide du programme de simulation LISE++ [41], le straggling angulaire et en énergie ont été estimés pour des protons traversant une épaisseur de CD_2 de $33.35 \mu\text{m}$. Les résultats obtenus sont regroupés figure Fig. 3.4.

Dans la section 3.1, nous avons montré que l'incertitude sur l'angle due à la précision du dispositif expérimental est de l'ordre de 0.3° . Ainsi, l'effet du straggling angulaire est du même ordre de grandeur comme l'indique la figure Fig.3.4(b) et s'y ajoute. En revanche, le straggling en énergie ne dépasse pas les 20 keV (voir figure Fig. 3.4(a)) et ne représente donc pas un effet important comparé à l'effet induit par la méconnaissance du lieu d'interaction dans la profondeur de la cible.

3.3 Cinématique de réaction : spectre d'énergie d'excitation.

Méthode de calcul. Une réaction de transfert est une réaction à deux corps (deux en entrée, deux en sortie). Ainsi, la connaissance des caractéristiques de trois des quatre particules impliquées dans la réaction détermine complètement celles de la quatrième. De par la connaissance de l'angle d'éjection du proton (voir partie 3.1) et de l'énergie du proton au niveau du point d'interaction (section précédente), on peut déterminer l'énergie d'excitation et la direction de l'éjectile lourd (le deuton étant à l'arrêt au sein de la cible avant réaction).

En notant $\mathcal{Q}_{1,2,3,4}$ respectivement les quadrivecteurs "énergie-impulsion" de la particule incidente, du deuton de la cible, du proton émis lors de la réaction de transfert et le quadrivecteur de l'éjectile lourd

(produit de la réaction de transfert), on a :

$$\mathcal{Q}_1 \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \mathcal{Q}_2 \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \mathcal{Q}_3 \begin{pmatrix} E_3 \\ \vec{p}_3 \end{pmatrix} + \mathcal{Q}_4 \begin{pmatrix} E_4 \\ \vec{p}_4 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Or on sait que $E_i = m_i + E_i^* + T_i$ où E_i est l'énergie de la particule, m_i son énergie de masse, E_i^* son énergie d'excitation et T_i son énergie cinétique.

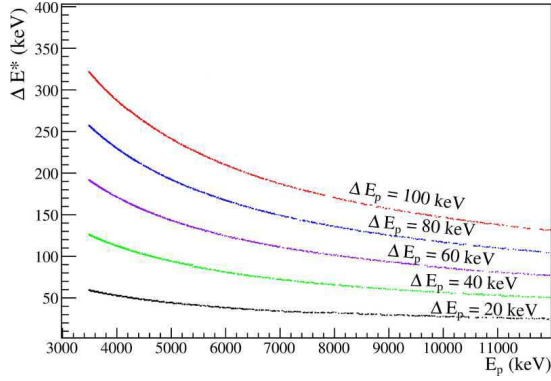
En supposant que seul l'éjectile lourd possède une énergie d'excitation non nulle et sachant que $T_i = (\gamma - 1) \cdot m_i$, l'énergie d'excitation de l'éjectile lourd se calcule de la manière suivante :

$$E_4^* = E_4 - \gamma \cdot m_4 \quad (3.2)$$

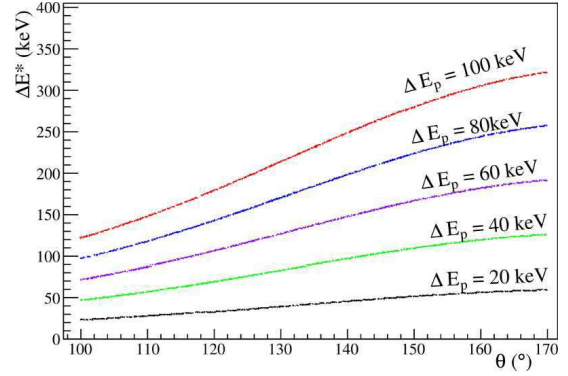
Le logiciel ROOT fournit une classe TLorentzVector [44] qui définit les quadrvecteurs et possède de nombreuses fonctions associées telles que γ , le "Boost" de lorentz c'est-à-dire le changement de référentiel du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse, ... Une fois que les quadrvecteurs sont définis, il est donc aisé de calculer l'énergie d'excitation avec la formule (3.2).

Les sources d'erreur sur l'énergie d'excitation. Il convient d'estimer et de quantifier l'impact des différentes sources d'incertitudes sur la détermination de l'énergie d'excitation. Les seuls paramètres souffrant de fortes incertitudes sont l'énergie du proton détecté E_p , son angle d'émission θ_p et l'énergie du faisceau E_{faisc} . La figure Fig. 3.5 récapitule les différentes sources d'incertitudes qui interviennent dans le calcul de cinématique et montre leurs influences sur la précision de la détermination de l'énergie d'excitation de l'état fondamental (uniquement). Il est incontestable que les différentes sources d'incertitudes n'ont pas le même effet sur la résolution en énergie d'excitation comme on peut le constater Fig. 3.5. Cette figure montre l'évolution de l'incertitude sur l'énergie d'excitation lorsqu'on considère uniquement une incertitude sur l'énergie proton ΔE_p (voir Fig. 3.5(a) et Fig. 3.5(b)), si on considère uniquement une incertitude sur l'angle d'émission du proton $\Delta \theta_p$ (voir Fig. 3.5(c) et Fig. 3.5(d)) ou une incertitude sur l'énergie faisceau ΔE_{faisc} (voir Fig. 3.5(e) et Fig. 3.5(f)). L'incertitude sur l'énergie des ions incidents a un effet globalement constant sur la gamme angulaire couverte par le dispositif expérimental. L'incertitude sur l'angle d'émission proton joue un rôle particulièrement important aux faibles angles : une incertitude de 0.4° sur l'angle d'émission proton induit un écart de 200 keV sur l'énergie d'excitation pour un angle d'émission de 100° . L'effet de l'incertitude sur l'énergie du proton est plus important aux angles arrières.

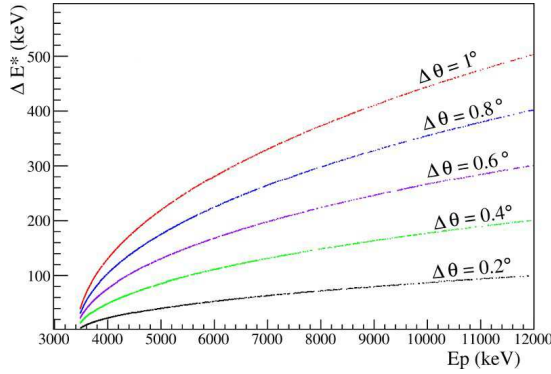
La figure Fig. 3.5 montre l'effet des différentes sources d'incertitude de manière décorrélée des conditions expérimentales. Dans la partie suivante, nous allons tenter de simuler l'ensemble du dispositif expérimental afin d'estimer précisément l'incertitude expérimentale de détection.



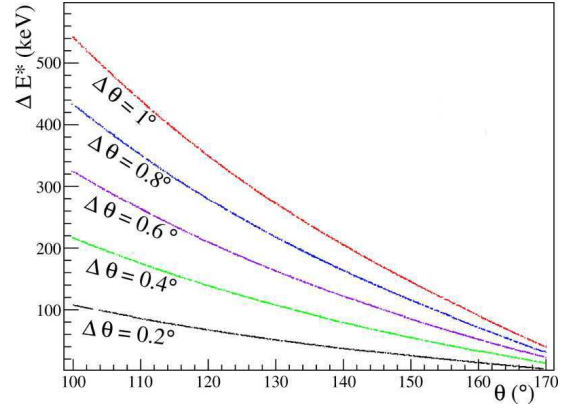
(a) Effet de l'incertitude sur l'énergie d'excitation en fonction de l'énergie du proton pour différentes incertitudes ΔE_p sur l'énergie du proton.



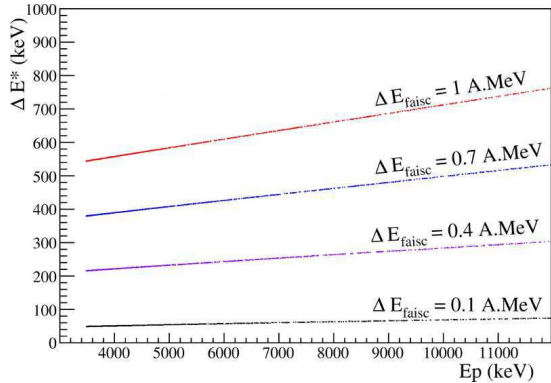
(b) Idem qu'en 3.5(a) mais en fonction de l'angle d'émission du proton.



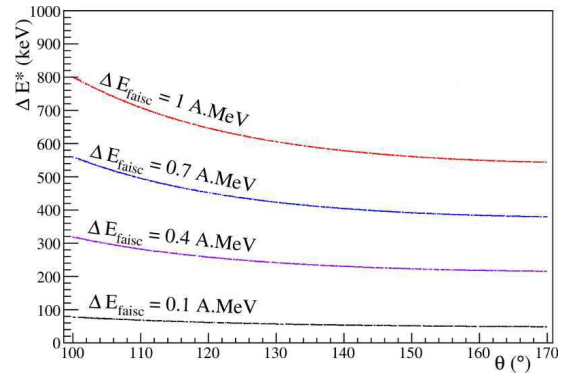
(c) Effet de l'incertitude sur l'angle d'émission en fonction de l'énergie du proton.



(d) Idem qu'en 3.5(c) mais en fonction de l'angle d'émission du proton.



(e) Incertitude liée à l'incertitude sur l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du proton.



(f) Idem qu'en 3.5(e) mais en fonction de l'angle d'émission du proton.

FIGURE 3.5: Simulation permettant d'estimer l'impact des différentes sources d'incertitudes sur le spectre d'énergie d'excitation. L'effet de l'incertitude sur l'énergie du proton ΔE_p , de celle sur l'angle d'émission du proton $\Delta \theta$ et l'effet de ΔE_{faisc} , l'incertitude sur l'énergie du faisceau, sont présentées respectivement. Dans tous les cas, seul l'effet sur l'état fondamental est présenté ici. Calcul réalisée avec des conditions similaires aux conditions expérimentales.

3.4 Reconstruction du spectre d'énergie d'excitation.

Dans les deux sections 3.1 et 3.2, nous avons expliqué que le dispositif expérimental employé induit des incertitudes importantes aussi bien sur l'angle d'émission des particules détectées que sur leur énergie. Dans la partie précédente, il a été montré que ces incertitudes ont un impact potentiellement important sur la résolution en énergie d'excitation. Afin de quantifier précisément l'impact de l'ensemble des incertitudes, une simulation a été réalisée. Nous présentons ici les ingrédients employés pour la réaliser ainsi que les résultats obtenus dans le cas du dispositif expérimental utilisé. Les résultats de cette simulation serviront de base à l'étude et à l'interprétation des spectres d'énergie d'excitation obtenus lors de l'expérience.

3.4.1 Simulation réalisée.

La simulation réalisée a pour but de reproduire le plus fidèlement possible le dispositif expérimental afin de comprendre et exploiter les spectres expérimentaux. Dans un premier temps, nous avons réutilisé la simulation relative à l'effet de l'épaisseur de cible à laquelle nous avons rajouté le détecteur annulaire dans le dispositif de détection. Dans un second temps, les différents effets pouvant induire un biais sur la reconstruction de l'énergie d'excitation ont été implémentées :

- Expérimentalement, le faisceau présente un étalement important (de l'ordre de 2 cm suivant l'axe des abscisses et 1 cm suivant l'axe des ordonnées). Celui-ci induit des incertitudes importantes lors du calcul de l'angle d'émission du proton (voir partie 3.1). Cet effet ainsi que l'incertitude de la position du point d'interaction au niveau de la cible (due à la précision de la reconstruction obtenue avec les CATS) ont également été pris en compte.
- L'incertitude sur l'énergie du proton détecté qui est engendrée par la méthode d'étalonnage a été prise en compte. Pour le straggling en énergie induit dans la cible, nous avons pris un effet moyen (12 keV) quelque soit l'énergie ou l'angle d'émission du proton.
- Nous avons montré précédemment que le straggling angulaire est important dans la cible et qu'il varie considérablement avec l'énergie du proton (voir Fig. 3.4(b)). Le straggling angulaire a été considéré sur la base d'une épaisseur moyenne de cible traversée.

3.4.2 Résolution et forme des pics.

Cette simulation a été réalisée pour la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ peuplant l'état fondamental du ^{35}Si . Les résultats obtenus selon que les différentes sources d'incertitudes sont prises en compte (en bleu hachuré) ou non (en rouge) sont présentés figure 3.6.

L'effet de l'épaisseur de cible suffit à induire un fort élargissement du pics d'énergie d'excitation. En effet, on constate que la courbe rouge de la figure Fig. 3.6 est plutôt proche d'une fonction "porte" ayant une largeur d'environ 780 keV. Prendre en compte le "straggling" ainsi que les différentes sources d'incertitudes induit un étalement encore plus important du pic (courbe bleu hachurée Fig. 3.6). Selon cette simulation, les pics expérimentaux ne seront pas gaussien : c'est le résultat de la convolution d'une fonction créneau avec une gaussienne. L'allure des pics expérimentaux aura alors l'expression analytique suivante :

$$y(x) = \frac{A}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x-x_0-R}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-x_0+R}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right) \quad (3.3)$$

où A , x_0 , R et σ sont des paramètres d'ajustement.

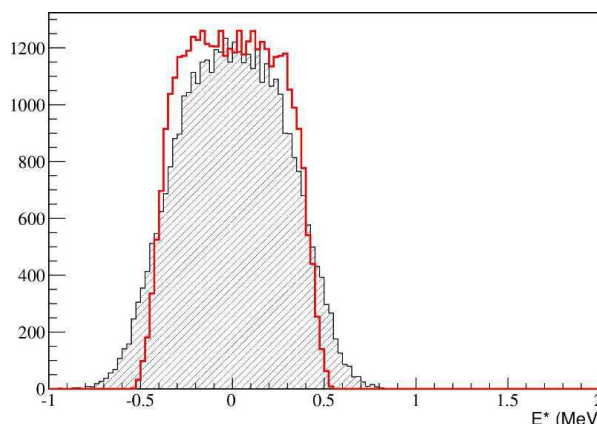


FIGURE 3.6: Spectre d'énergie d'excitation obtenu lors de la simulation de la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. En rouge, résultat obtenu en simulant uniquement l'effet de l'incertitude du lieu de réaction dans l'épaisseur de la cible (ici 2.6 mg.cm^{-2}) et en considérant une tache faisceau ponctuelle et centrée. La courbe en bleu hachuré est le résultat obtenu en y ajoutant les effets de straggling angulaire et en énergie ainsi que l'effet de la largeur de la tache faisceau.

3.4.3 Évolution des caractéristiques des pics.

A partir de la simulation, il est possible de tester l'évolution des caractéristiques des pics d'énergie d'excitation en fonction de l'angle d'émission. L'effet le plus notable est l'élargissement des pics d'énergie d'excitation comme on peut le constater sur la figure Fig.3.7.

On constate une forte évolution de la largeur des pics en fonction de l'angle d'émission du proton. Cet effet est d'autant plus important que l'énergie d'excitation est élevée et que l'énergie du proton émis est basse. On remarque figure Fig. 3.7 que la largeur diminue fortement à partir de 130° dans le cas d'un pic à 12 MeV d'énergie d'excitation. Cela s'explique par le fait que les protons n'ont pas une énergie suffisante pour sortir de la cible, induisant une forte asymétrie du pic d'énergie d'excitation et donc une réduction de la largeur du pic. La figure Fig. 3.8 justifie l'explication précédente. Cette figure montre le pourcentage de protons qui sont détectés en fonction de l'énergie d'excitation. Pour obtenir cette figure, seuls les protons émis aux angles tels qu'ils devraient être détectés ont été considérés. Sur la figure Fig. 3.8 on constate une forte diminution de l'efficacité de détection pour des énergies d'excitation supérieures à 11 MeV. Cette limite correspond exactement à la limite à partir de laquelle l'évolution de la largeur des pics commence à avoir un comportement particulier (voir Fig. 3.7). Ainsi, à partir de 11 MeV d'énergie d'excitation, l'efficacité de détection présente une forte dépendance avec l'énergie des protons et leurs angles d'émission. Il sera nécessaire de tenir compte de cet effet lors, par exemple, de la détermination des sections efficaces.

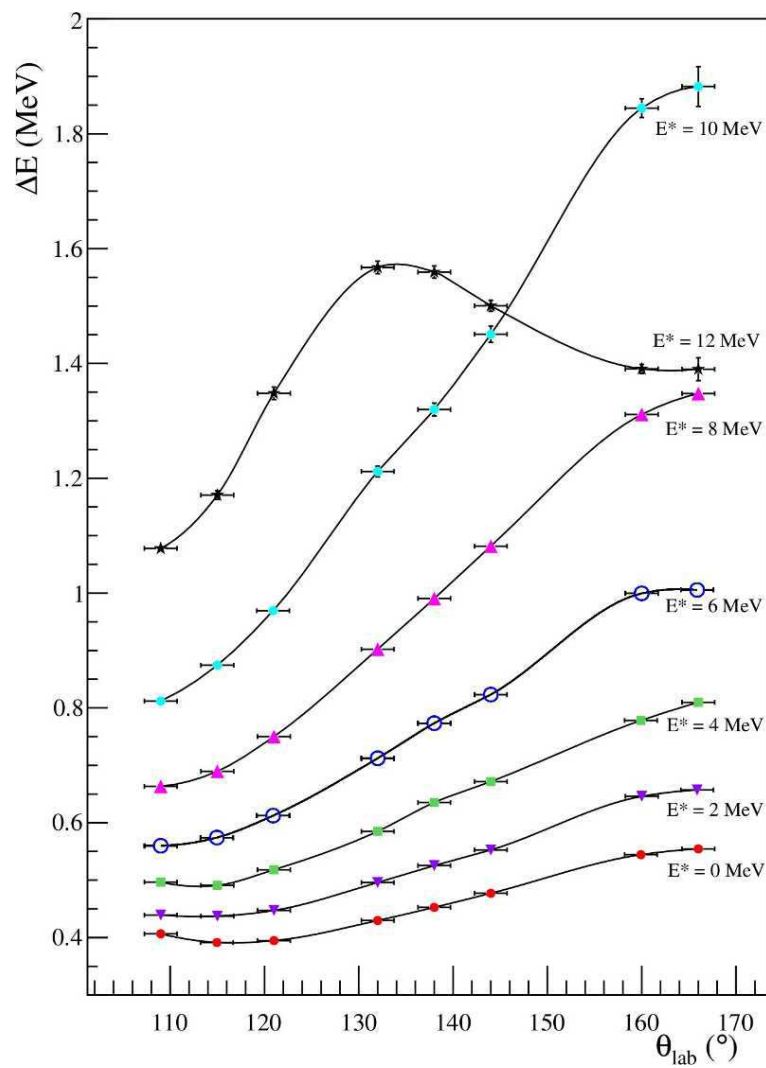


FIGURE 3.7: Evolution de la largeur des pics d'énergie d'excitation en fonction de l'angle d'émission du proton pour différentes énergies d'excitation.

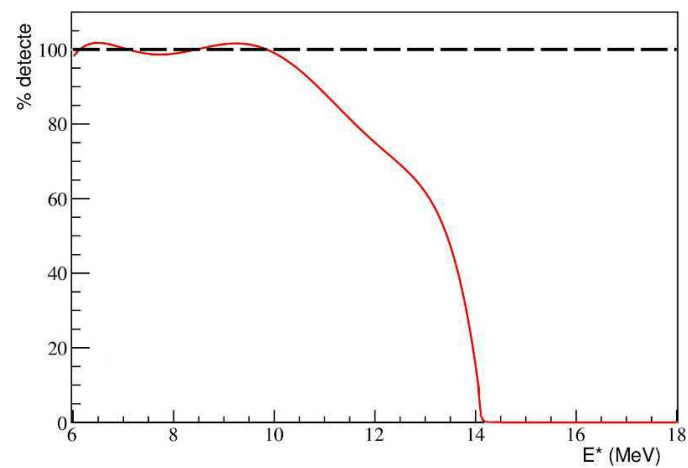


FIGURE 3.8: Pourcentage des protons détectés parmi l'ensemble des évènements émis à des angles couverts par les détecteurs MUST2 et S1. La perte d'évènements représentée ici est celle inhérente à l'épaisseur de la cible (ici 2.6 mg.cm^{-2}). L'ensemble de la couverture angulaire a été pris en compte ici.

3.5 Traitement de l'effet Doppler pour les gammas.

3.5.1 Formulation.

Lors des réactions de transfert, les produits de réactions peuvent être excités. Étant donné la faible durée de vie d'un état excité non isomère, de l'ordre de la picoseconde, les photons émis lors de la désexcitation des produits de réactions vont être émis en vol, c'est-à-dire lorsque le noyau émetteur est en mouvement. Les états isomères ne seront pas vu par détection des photons de détection mais uniquement à partir du spectre d'énergie d'excitation. A cause de l'effet Doppler, l'énergie E_γ^{mes} détectée dans le laboratoire est différente de l'énergie E_γ^0 dans le référentiel du noyau. Ces deux énergies sont reliées par la formule suivante :

$$E_\gamma^0 = \gamma E_\gamma^{mes} (1 - \beta \cos \alpha_{LAB}) \quad (3.4)$$

où α_{LAB} est l'angle d'émission du photon dans le référentiel du laboratoire, β est la vitesse du noyau émetteur ($\beta = v/c$) tandis que $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ est le "Boost" de Lorentz.

Au vu de la formule (Eq. 3.4), il est nécessaire d'avoir une connaissance précise de l'angle d'émission du photon, de la vitesse et de la direction du noyau émetteur afin de corriger efficacement l'effet Doppler.

Il conviendra donc de détecter précisément l'angle d'émission du photon émis pour effectuer une correction appropriée.

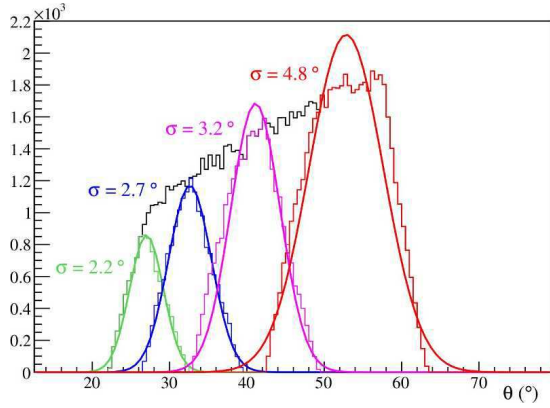
3.5.2 Détermination des angles effectifs de détection.

La segmentation des cristaux des clovers d'EXOAM permet d'accroître considérablement la granularité de ce détecteur ainsi que la précision sur la reconstruction du point d'interaction du photon au niveau du détecteur. La figure Fig. 2.51(b) illustre le positionnement des clovers. Tirant bénéfice de la symétrie cylindrique du dispositif expérimental, on définit quatre couronnes pour lesquelles l'angle θ est environ constant. Chaque couronne contient donc seize segments. La figure 3.9 montre la couverture angulaire des EXOGAM dans le référentiel du laboratoire en position cible avancée. L'incertitude sur l'angle de détection α_{LAB} varie de 2.2° pour la quatrième couronne couvrant les angles autour de 25° , à 4.8° pour la première couronne couvrant les angles autour de 55° . L'impact de la largeur angulaire des couronnes est discuté dans la partie suivante.

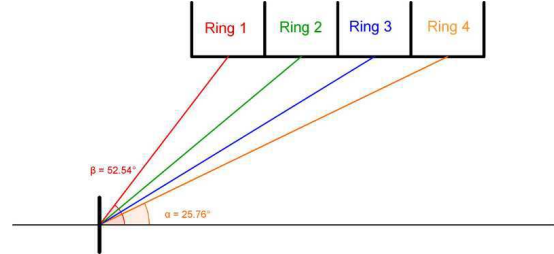
L'angle moyen géométrique de la face d'entrée d'un segment est aisément déterminé. Cependant, cela ne correspond pas à l'angle d'incidence réel des γ : il faut tenir compte de la distance parcourue par les photons au sein des détecteurs.

La réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ permet, entre autres, d'estimer ces angles effectifs. Comme indiqué dans la partie 1.6, on doit observer une raie à 645.8 keV lors de la désexcitation du ^{37}S dans son référentiel. Cette raie sera observée à des énergies différentes dans les quatre couronnes.

Connaissant l'énergie de cette raie dans le référentiel du centre de masse du ^{37}S on peut déterminer les angles effectifs. La figure Fig. 3.10 montre le spectre ainsi obtenu après correction de l'effet Doppler. La raie à 645.8 keV est clairement visible. A noter que l'angle effectif ainsi estimé est le même sur toute la gamme en énergie bien que cette hypothèse soit *a priori* erronée. En effet, un photon de 400keV ou de 2MeV n'auront pas la même profondeur d'implantation dans le cristal.



(a) Résultat de la simulation.



(b) Schéma explicatif illustrant la couverture angulaire de chaque couronne.

FIGURE 3.9: Simulation de l'efficacité géométrique de détection de photon γ en position cible avancée. La couverture angulaire des couronnes est indiquée par les courbes colorées. La largeur angulaire de chaque couronne est également indiquée.

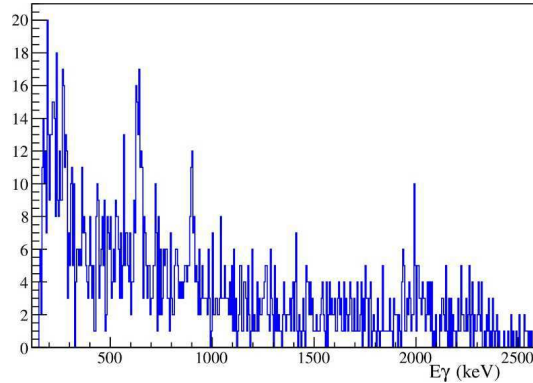


FIGURE 3.10: spectre doppler après correction Doppler obtenu pour le ^{37}S .

3.5.3 Incertitudes sur l'énergie des photons émis en vol.

L'émission d'un photon en vol induit un décalage entre l'énergie détectée et l'énergie du photon. Grâce à la formule (Eq. 3.4) il est possible de remonter à l'énergie du photon de désexcitation. L'incertitude sur l'énergie du photon ΔE_γ^0 est :

$$(\Delta E_\gamma^0)^2 = (\Delta E_\gamma^0(\Delta E_\gamma^{mes}))^2 + (\Delta E_\gamma^0(\Delta \beta))^2 + (\Delta E_\gamma^0(\Delta \alpha_{LAB}))^2 \quad (3.5)$$

avec :

- $\Delta E_\gamma^0(\Delta E_\gamma^{mes}) = \left(\frac{\partial E_\gamma^0}{\partial E_\gamma} \right) \Delta E_\gamma^{mes} = \gamma(1 - \beta \cos \alpha_{LAB}) \Delta E_\gamma^{mes}$
- $\Delta E_\gamma^0(\Delta \beta) = \left(\frac{\partial E_\gamma^0}{\partial \beta} \right) \Delta \beta = \gamma E_\gamma^{mes} (\cos \alpha_{LAB} + \gamma^2 \beta (1 - \beta \cos \alpha_{LAB})) \Delta \beta$
- $\Delta E_\gamma^0(\Delta \alpha_{LAB}) = \left(\frac{\partial E_\gamma^0}{\partial \alpha_{LAB}} \right) \Delta \alpha_{LAB} = \gamma E_\gamma^{mes} \beta \sin \alpha_{LAB} \Delta \alpha_{LAB}$

La figure Fig.2.53 illustre l'incertitude due à la méthode d'étalonnage. Cette incertitude est inférieure à 2.5 keV sur l'ensemble de la gamme en énergie.

Comme indiqué dans la partie 3.2, les pertes d'énergies lors de la traversée de la cible induisent une incertitude sur la vitesse du noyau émetteur d'environ 0.5% dans le cas de la cible mince tandis qu'elle est de 5% dans le cas de la cible épaisse.

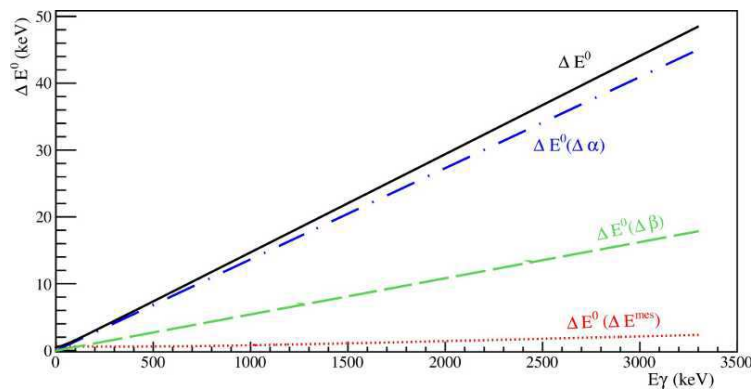


FIGURE 3.11: Évolution de l'incertitude sur l'énergie des photons détectés après correction de l'effet Doppler en fonction de l'énergie. Les différentes composantes sont détaillées. Dans ce cas, on a considéré $\alpha_{LAB} = 50^\circ$ et une incertitude $\Delta \alpha_{LAB} = 5^\circ$ pour une vitesse $\beta = 0.2$ et $\Delta \beta = 0.02$.

La figure Fig. 3.11 présente l'incertitude sur l'énergie due à l'effet Doppler avec la configuration d'EXOGRAM utilisée ici (cible avancée). Sur cette figure, les différentes composantes à l'origine de celle-ci sont représentées. On constate que l'incertitude est dominée par sa composante angulaire $\Delta E_\gamma^0(\Delta \alpha_{LAB})$. Comme indiqué précédemment (voir Fig. 3.9), l'incertitude angulaire varie fortement en fonction de la couronne considérée.

La figure Fig. 3.12, illustre les incertitudes pour les différentes couronnes dans les conditions expérimentales. La précision de détection dépend fortement de la couronne considérée : à 1 MeV, l'incertitude sur l'énergie après correction Doppler est de 4 keV (en σ) pour la quatrième couronne tandis qu'elle est de 17 keV dans la couronne numero 1. Or, autant la précision est meilleure pour la quatrième couronne, autant son taux de comptage est faible (voir figure Fig. 3.9).

En conclusion, ce dispositif expérimental est le meilleur compromis trouvé pour allier à la fois une bonne efficacité de détection et précision. De plus, cette position de cible avancée permet également d'augmenter considérablement la couverture angulaire de détection des particules chargées.

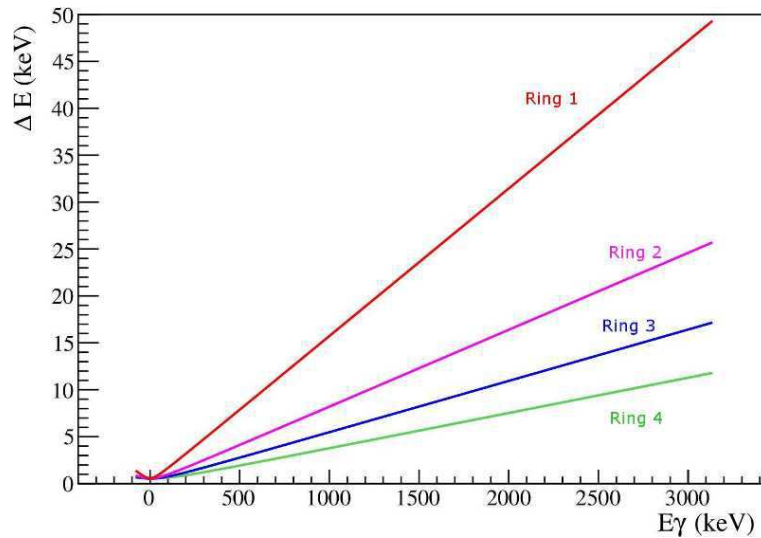


FIGURE 3.12: Incertitudes observées en fonction des différentes couronnes dans les conditions expérimentales. Voir les figures 2.51(b) et 3.9(b) pour la définition des différentes couronnes.

3.6 Sélection des événements d'intérêt.

Cette partie regroupe l'ensemble des sélections effectuées afin de retenir uniquement les événements d'intérêt : les produits de réaction de transfert (d,p).

3.6.1 Sélection des particules en fonction de leur position d'impact sur la cible.

La figure Fig. 3.13 présente l'image des positions d'impact au niveau de la cible obtenue grâce aux détecteurs CATS. Outre l'image du détecteur annulaire qui est identifiable, on remarque que l'image du faisceau est très bien focalisée suivant l'axe Y (uniquement 7 mm de dispersion suivant cet axe) mais que l'étalement est nettement plus important suivant l'axe horizontal (16 mm). Il est intéressant de noter que les détecteurs de faisceau n'induisent pas trop de diffusion : uniquement 0.9% ont des trajectoires faisant un angle avec l'axe du faisceau supérieur à 0.8° . Nous avons uniquement sélectionné les événements arrivant au niveau de la cible. La sélection effectuée est représentée en trait plein noir sur la figure Fig. 3.13. Cette sélection rejette 5.3(3)% des ions incidents dans le cas du faisceau de ^{34}Si et rejette 10.5(3)% pour le faisceau de ^{36}S .

3.6.2 Identification des particules légères.

Les sélections effectuées afin de distinguer les protons émis lors de la réaction de transfert (d,p) sont présentées dans cette partie.

3.6.2.1 dE vs E.

Pour les détecteurs MUST2, certaines particules ont des énergies suffisantes pour traverser le premier étage. Le dépôt d'énergie dans un matériau étant régi par la relation de Bethe-Block, il sera possible

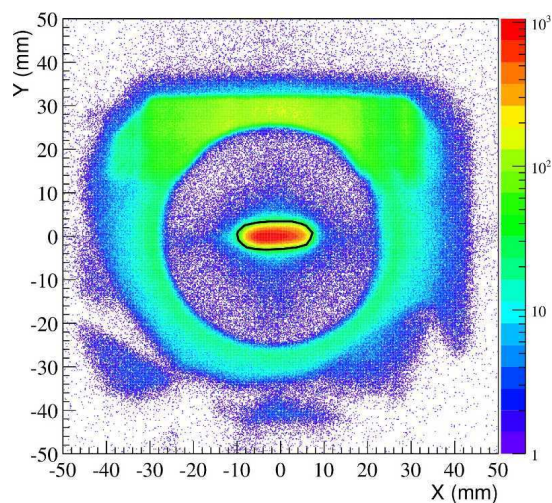


FIGURE 3.13: Position d'impact au niveau du plan de la cible obtenue grâce aux CATS. L'image du détecteur annulaire S1 est clairement visible. La sélection effectuée sur les ions du faisceau est représentée en trait noir.

dans ce cas d'identifier les différentes particules en fonction de leur masse et de leur charge. En effet, les pertes d'énergies sont proportionnelles à la masse (A) et au carré de la charge (Z) suivant la loi de Bethe-Bloch. La figure Fig. 3.14 présente la matrice d'identification obtenue grâce aux deux étages des détecteurs MUST2. Les évènements le long de la première bissectrice correspondent aux évènements

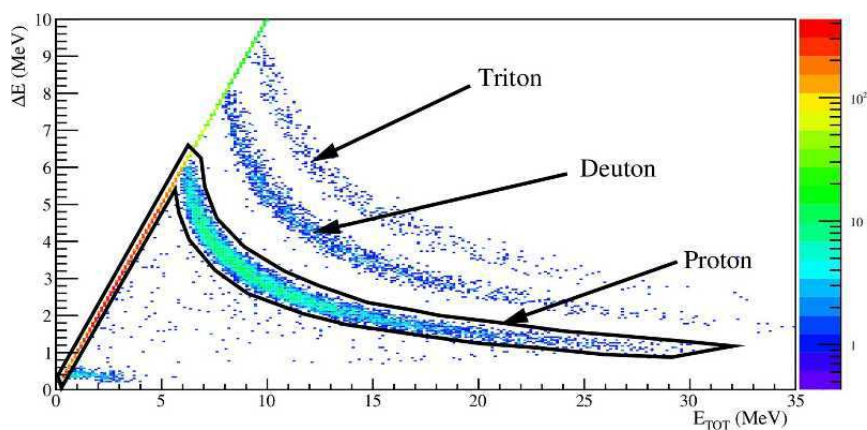
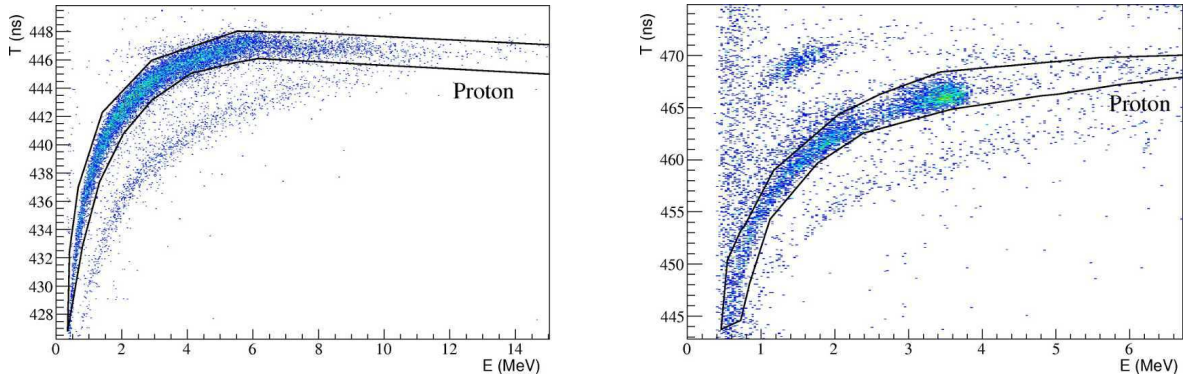


FIGURE 3.14: Matrice d'identification des particules dans les détecteurs MUST2. Le dépôt d'énergie dans le premier étage de télescope d'identification est représentée en fonction de l'énergie totale de la particule.

s'arrêtant dans le premier étage. Si les particules traversent, il est alors clairement possible de séparer les particules légères en fonction de leur charge et masse : la courbe observée présentant le dépôt d'énergie le plus faible correspond aux protons. Afin de retenir uniquement les protons, la sélection représentée en trait noir plein sur la figure Fig. 3.14 a été réalisée.

3.6.2.2 Identification des particules par le temps de vol.

Il est possible d'identifier les particules qui s'arrêtent dans le premier étage en corrélant leur énergie et leur temps de vol. Que ce soit pour les MUST2 ou pour le détecteur annulaire, le temps de vol est estimé pour chaque piste de détection en mesurant le temps relatif entre cette piste et le deuxième détecteur CATS. La figure Fig. 3.15(a) présente la matrice énergie-temps obtenue pour l'un des détecteurs MUST2 tandis que la figure Fig. 3.15(b) présente celle obtenue grâce au détecteur annulaire S1 pendant la prise de données avec le faisceau de ^{34}Si .



(a) Matrice d'identification (E_{TOT}, t) pour les détecteurs MUST2.

(b) Idem pour le détecteur annulaire.

FIGURE 3.15: Matrice d'identification obtenue en corrélant énergie et temps de vol des particules légères pour les détecteurs MUST2 et pour l'annulaire. Les protons ont été sélectionnés en effectuant la "coupure" représentée en trait plein noir.

Bien que la matrice d'identification est légèrement plus bruitée dans le cas du détecteur annulaire, l'élimination des protons est clairement identifiable.

3.6.3 Sélection des gammas en fonction de leur énergie et temps de vol.

Pour chaque cristal d'EXOGRAM, le temps entre le passage d'une particule dans le second détecteur CATS et la détection d'un photon est stocké, ce qui nous permet de tracer le graphique Fig. 3.16 montrant la corrélation entre le temps et l'énergie de détection des photons. Les gammas d'intérêt sont émis de manière prompte lors de la collision entre les ions du faisceau et la cible. Les noyaux excités issus de l'interaction entre le faisceau et la cible se désexcitent *a priori* quelques dizaines de picosecondes après et vont donc tous arriver au même temps, quelle que soient leurs énergies.

Figure Fig. 3.16, on constate une dépendance du temps de vol avec l'énergie du photon ce qui s'explique par l'emploi de discriminateurs à seuil pour la détermination du temps de vol. Afin de ne conserver uniquement les photons en rapport avec une particule incidente sur cible, une sélection a été faite. Elle est représentée en trait plein rouge figure Fig. 3.16. On constate que certains photons sont détectés fréquemment et de manière indépendante du temps de vol : ils sont dus à la radioactivité ambiante. Ces événements sont clairement identifiable sur la partie basse de la figure Fig. 3.16. La figure Fig. 3.17 montre le spectre obtenu en sélectionnant uniquement les photons non corrélés avec les ions du faisceau qui a été obtenu lors de l'acquisition de données avec le faisceau de ^{34}Si . Les principales

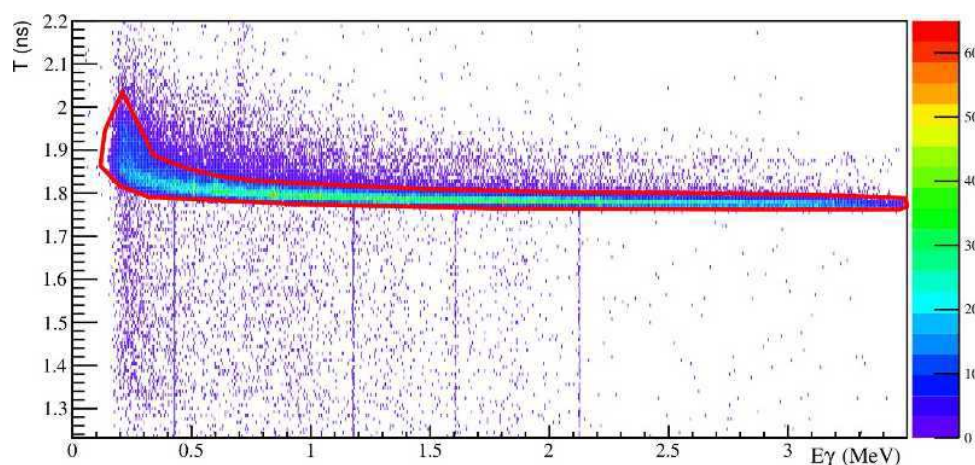


FIGURE 3.16: Temps de vol en fonction de l'énergie des photons. Une sélection des protons, en trait rouge, a été réalisée sélection des photons "prompt" réalisée pour ne retenir que les photons directement corrélés avec une particule du faisceau.

raies de radioactivité ont été identifiées comme étant issues de la chaîne de décroissance β du ^{34}Si .

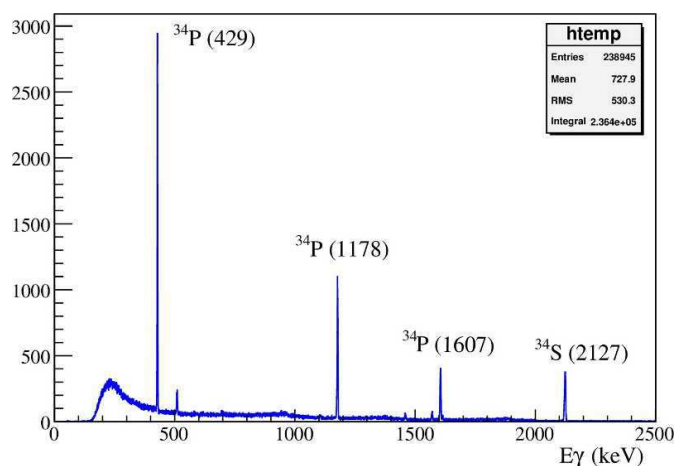


FIGURE 3.17: Spectre γ pour les évènements décorrélés du faisceau. Les quatre raies sont identifiées comme provenant de la chaîne de désintégration beta du ^{34}Si .

3.6.4 Sélection à l'aide du télescope d'identification

La figure Fig. 3.18 présente la matrice d'identification obtenue à l'aide de l'ensemble constitué de la chambre à ionisation et du plastique, obtenu sous faisceau de ^{34}Si avec une cible mince. On peut identifier différentes bandes correspondant à des produits de charges différentes. Ces diverses lignes au-dessus de la tache principale sont le fruit de réactions autres que les réactions de transfert (d,p) qui nous intéressent ici.

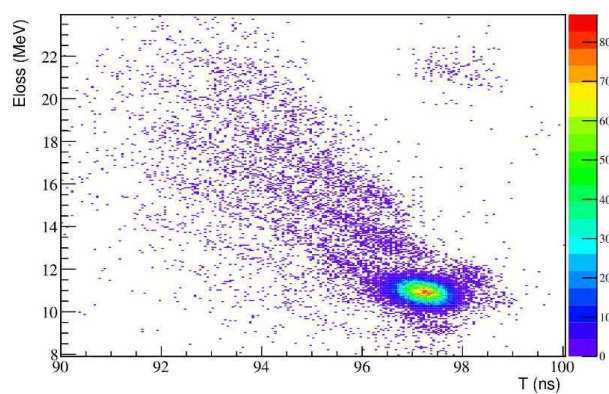


FIGURE 3.18: Perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du temps de vol des particules entre le second détecteur CATS et le plastique. Des bandes diagonales sont identifiables.

3.7 Estimation du bruit de fond carbone.

Que ce soit avec les détecteurs de particules chargées, les EXOGAM, ou le télescope d'identification, les particules détectées peuvent provenir de la réaction sur le carbone de la cible, ce qui génère un fond physique contaminant les spectres étudiés. Pour le déterminer, 3 UT (pratiquement 24h) ont été consacrées à l'étude des réactions avec une cible de carbone pur de $1.2(1) \text{ mg/cm}^2$. Les données obtenues ont été analysées exactement de la même façon que lors des réactions sur la cible de polypropylène deutérée.

Méthodologie de la normalisation du bruit de fond Carbone. Afin de soustraire la composante due au fond carbone des spectres d'intérêt, il convient d'estimer le nombre d'atomes de carbone présent dans la cible de CD_2 . On note $N_C^{CD_2}$ le nombre d'atomes de Carbone dans la cible de CD_2 et N_C le nombre d'atomes de Carbone dans la cible de Carbone. Ainsi, en notant m_C et m_{CD_2} respectivement les masses des cibles de Carbone et de polypropylène deutérée :

$$\begin{aligned} N_C &= \frac{m_C}{\mathcal{M}_C} \mathcal{N}_A \\ N_C^{CD_2} &= \frac{m_{CD_2}}{\mathcal{M}_C + 2\mathcal{M}_D} \mathcal{N}_A \end{aligned}$$

où \mathcal{M}_C et \mathcal{M}_D sont respectivement les masses molaires du carbone et du deutérium. De ce fait, pour deux échantillons de même masse, la cible de CD_2 contient 0.7489 moins d'atomes de carbone qu'une cible de carbone pur.

Le nombre de protons N_p^C issus de la réaction sur le carbone est obtenu par l'équation :

$$N_p^C = \sigma_{tot}^C \cdot \varepsilon \cdot N_C \cdot N_{inc} \quad (3.6)$$

où N_{inc} est le nombre de particules incidentes, σ_{tot}^C la section efficace totale de réaction sur les atomes de carbone et ε l'efficacité de détection. Cette équation est vraie pour les cibles de carbone ou de polypropylène deutérée.

On note $N_p^C(\text{CD}_2)$ le nombre de protons issus d'une réaction sur le carbone d'une cible de polypropylène deutérée et $N_p^C(C)$ celui issu d'une réaction sur le carbone d'une cible de carbone pur. Les configurations dans les deux cas sont totalement identiques. Afin de soustraire/ estimer les protons ayant réagit sur le carbone et non sur les deutons, il faut donc que l'égalité suivante soit respectée :

$$\begin{aligned} N_p^C(\text{CD}_2) &= N_p^C(C) \\ N_{inc}^{CD_2} N_C^{CD_2} &= N_{inc}^C N_C \end{aligned}$$

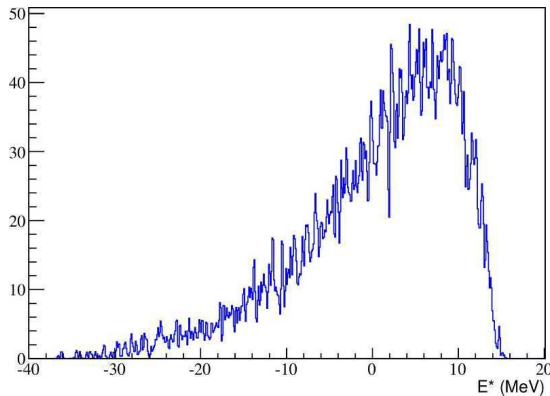
soit pour le cas présent :

$$N_{inc}^C = \left(\frac{\mathcal{M}_C}{\mathcal{M}_C + 2\mathcal{M}_D} \right) \frac{m_{CD_2}}{m_C} N_{inc}^{CD_2} \quad (3.7)$$

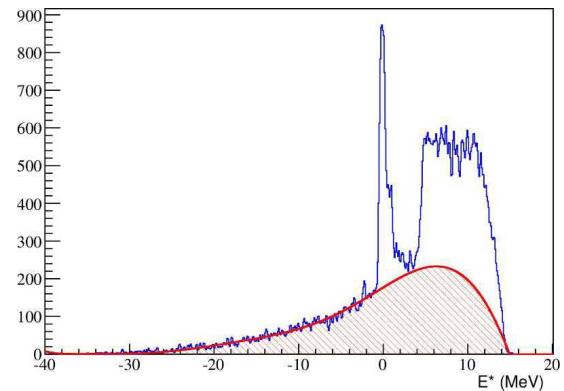
Ainsi, connaissant précisément les caractéristiques des cibles utilisées (masses, compositions,...) et l'intensité du faisceau, on peut déterminer le temps d'acquisition sur cible de carbone nécessaire pour avoir la même contribution due au carbone avec la cible de carbone pur et cible CD_2 . Cela permet alors de soustraire parfaitement la contribution des réactions parasites sur le carbone des différents spectres.

Mise en pratique. En pratique, il n'est pas possible de passer énormément de temps sur une cible de carbone pur. A partir des données obtenues pendant les 3 UT sur cible de carbone pur, nous déterminerons un facteur de normalisation permettant alors de parfaitement soustraire la contribution des réactions sur le carbone de la cible de CD_2 .

La figure Fig 3.19(a) montre le spectre d'énergie d'excitation obtenu lors de l'acquisition de données sur la cible de carbone pur. Un ajustement a été réalisé sur le spectre de la figure Fig. 3.19(a) afin d'esti-



(a) Acquisition sur cible de carbone pur.



(b) Acquisition sur cible de CD_2 de 2.6 mg.cm^{-2} . La contribution des réactions sur le carbone de la cible est représenté par la courbe rouge hachurée.

FIGURE 3.19: Spectre d'énergie d'excitation du ^{35}Si obtenu lors de réaction avec un faisceau de ^{34}Si .

mer sa forme tout en se passant des fluctuations statistiques. On constate que le bruit de fond carbone contribue au spectre d'énergie d'excitation sur une grande gamme d'énergie d'excitation (entre -40 MeV et 15 MeV). La contribution au spectre d'énergie d'excitation à des énergies négatives s'explique par le fait qu'on considère que la cinématique de réaction est celle de la réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. La figure Fig. 3.19(b) montre l'intégralité du spectre d'énergie d'excitation obtenu lors de l'acquisition sur cible de CD_2 avec un faisceau de ^{34}Si . On remarque un pic à 0 MeV d'énergie d'excitation qui correspond au peuplement de l'état fondamental du ^{35}Si et une forte traîne à des énergies d'excitation négative. Ces types d'évènements ne peuvent que venir de réactions sur le carbone. Sur cette partie du spectre, on ajuste la courbe obtenue sur les données de la cible de carbone pur (la forme de la courbe d'ajustement est conservée, seule l'amplitude globale est ajustée). Si on considère l'ensemble de la surface de détection MUST2, le facteur de normalisation observé est de 2.80(3). Le facteur de normalisation attendu d'après la formule (Eq. 3.7) est de 2.93. L'écart entre ces valeurs peut s'expliquer par de fortes incertitudes sur les épaisseurs des cibles, notamment celle de la cible de carbone (l'épaisseur de la cible CD_2 a été mesurée à l'aide d'une source 3α). La figure Fig. 3.20 présente le spectre d'énergie d'excitation obtenu après soustraction de la contribution du fond carbone. De la même manière, il serait possible d'estimer et de soustraire le bruit de fond du spectre gamma qui est dû aux réactions sur le carbone. Nous n'avons toutefois pas réussi à réaliser cela. Ceci s'explique par la faible statistique obtenue lors de l'acquisition des données avec la cible de carbone pur ainsi que par la bonne résolution des détecteurs gamma. En effet, dans le cas d'un spectre gamma, il n'est plus possible d'effectuer un ajustement du spectre obtenu.

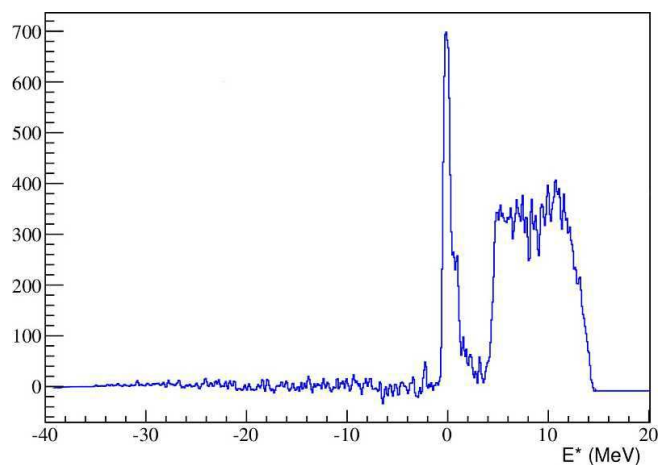


FIGURE 3.20: Spectre d'énergie d'excitation obtenu après soustraction de la contribution du fond carbone.

3.7.1 Discussion sur l'incertitude liée à l'estimation du fond carbone.

Dans le cas du faisceau de ^{34}Si . La contribution au spectre d'énergie d'excitation des réactions sur le carbone de la cible peut être précisément soustraite grâce à l'acquisition sur une cible de carbone pur. Le spectre obtenu après soustraction est présenté Fig. 3.20. Bien qu'elle soit particulièrement efficace, cette méthode induit quand même une incertitude sur l'importance des réactions sur le deuton. Cette incertitude intervient lors de l'ajustement de la contribution du fond carbone aux énergies d'excitation négatives. La figure Fig. 3.21 illustre l'estimation du fond carbone à trois σ près.

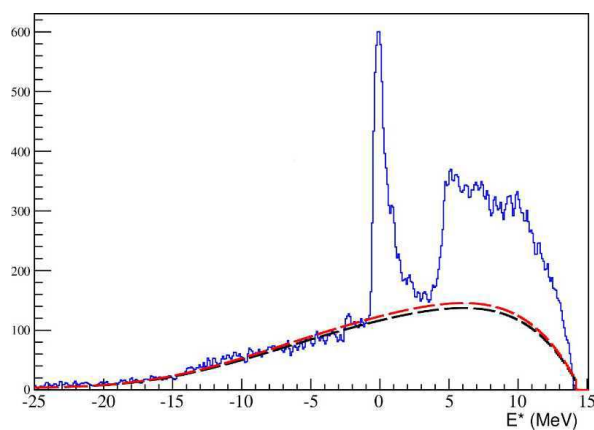


FIGURE 3.21: Incertitude créée par la méthode de soustraction du fond carbone. Le spectre en bleu est le spectre expérimental obtenu pour l'ensemble du dispositif expérimental. Les courbes pointillées en rouge et noir correspondent au fond carbone à trois σ près.

Ici, je présente l'incertitude sur le fond carbone lorsque l'intégralité du dispositif expérimental est considéré. Cet effet n'est pas très important en amplitude mais devient considérable lors du calcul de l'intégrale d'un pic. Il convient de tenir compte de cette source d'incertitude notamment lors de la détermination des distributions angulaires où la statistique sera moins importante.

3.8 Prise en compte de la cassure du deuton et d'autres voies de réaction avec le deuton.

Dans la partie précédente, nous avons estimé expérimentalement la contribution des réactions sur les noyaux de carbone de la cible au spectre d'énergie d'excitation. Cependant, de nombreuses réactions autres que le transfert et produisant des protons peuvent avoir lieu avec le deuton. On peut, par exemple, considérer les réactions suivantes :

- (d, pn) : cassure du deuton en ces deux constituants élémentaires. Il est nécessaire de distinguer la cassure élastique du deuton, lors de laquelle le noyau incident reste dans son état fondamental et aucun des constituants du deuton n'interagit avec lui, et la cassure inélastique lors de laquelle un des constituants du deuton interagit avec le noyau incident et l'excite.
- $(d, 2p)$,
- $(d, p\alpha)$,
- ...

Nous tenterons d'estimer ici la contribution aux spectres expérimentaux de ces réactions. Une simulation a été réalisée dans ce but. Celle-ci sera présentée dans un premier temps. Dans une deuxième partie, la section efficace de cassure élastique du deuton sera quantifiée à l'aide d'un modèle de réaction de type DWBA.

3.8.1 Principe du fonctionnement de la simulation : définition d'un espace de phase.

Lors d'une réaction ayant plus de 2 corps en voie de sortie, la cinématique n'est pas fixée entièrement par les caractéristiques de la voie d'entrée. Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de définir l'espace des phases de la voie de sortie, c'est à dire l'ensemble des valeurs accessibles pour les quadrivecteurs de chaque particule de sortie. Parcourir cet espace des phases revient à parcourir l'ensemble des configurations possibles pour la voie de sortie et permet d'accéder aux angles et énergies des différentes particules. Une simulation Monte-Carlo prenant en compte la géométrie de notre dispositif de détection a été créée pour étudier les réactions pouvant produire des protons.

Pour la réaliser, nous avons utilisé la classe `TGenPhaseSpace` de ROOT [44]. Celle-ci permet de générer, à partir du quadrivecteur de la voie d'entrée (somme des deux quadrivecteurs d'entrée), un évènement à plusieurs corps (au maximum 18 !!). La section efficace issue de la simulation est isotrope dans le centre de masse.

Les évènements ainsi simulés sont relus à l'aide du programme d'analyse afin d'effectuer exactement les mêmes sélections que pour les évènements de transfert (voir la partie 3.6). Cela nous permet de considérer uniquement les protons ayant les bonnes caractéristiques pour être détectés par le dispositif expérimental. Lors de notre analyse, on suppose que tous les protons détectés sont issus de la réaction de transfert (d, p) . Comme explicité à la partie 3.3, la cinématique de cette réaction particulière permet de déterminer l'énergie d'excitation du noyau produit lors de la réaction de transfert. Ainsi les protons issus d'une réaction telle que la cassure du deuton vont contribuer au spectre d'énergie d'excitation et vont donc contaminer nos spectres : il convient donc de les éliminer ou du moins de les estimer.

3.8.2 Résultat pour les différentes voies de réaction considérées.

Pour un dispositif expérimental idéal. Nous avons étudié les trois réactions énumérées précédemment dans le cas du ^{36}S et du ^{34}Si . La figure Fig. 3.22 montre leur contribution au spectre d'énergie d'excitation dans le cas du ^{34}Si (Fig. 3.22(a)) et du ^{36}S (Fig. 3.22(b)).

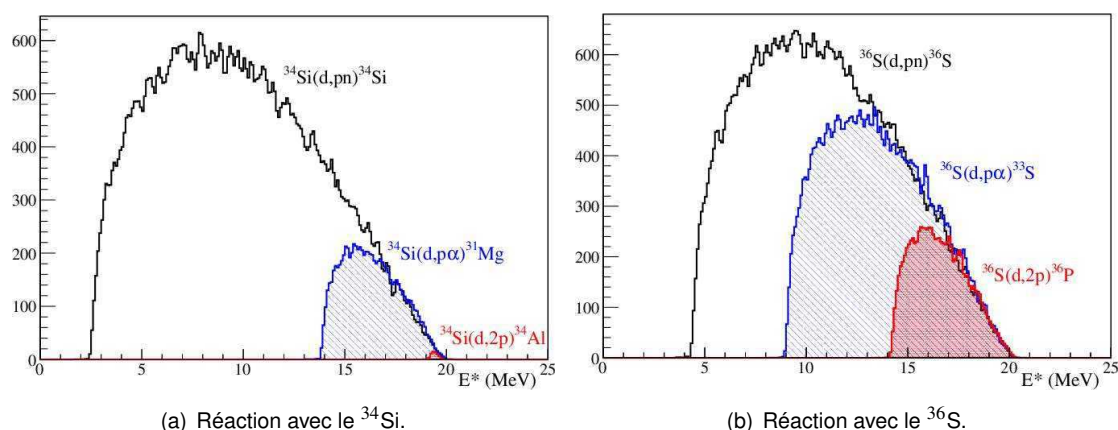


FIGURE 3.22: Contribution au spectre d'énergie d'excitation des réactions parasites suivantes : (d,pn) en noir, $(d,p\alpha)$ en bleu hachuré. La contribution de la réaction $(d,2p)$ est représentée par le spectre rouge plein. Seules les réactions élastiques sont représentées ici.

A noter que les résultats présentés ici ont été obtenus pour une simulation considérant une section efficace isotrope dans le référentiel du centre de masse et sans considérer l'effet de l'épaisseur de la cible. De plus, les réactions considérées ici ne peuplent que les états fondamentaux des produits de réaction. Dans le cas de la cassure du deuteron, seule la cassure élastique est considérée. On constate sur la figure Fig. 3.22 que les réactions $(d,2p)$ et $(d,p\alpha)$ commencent à contribuer au spectre d'énergie d'excitation à partir de 8.9 MeV (13.7 MeV) lors des réactions sur le ^{36}S (^{34}Si). Ainsi ces réactions ne contribueront qu'à haute énergie d'excitation où de toute façon la résolution ne nous permettra pas d'en faire une étude précise.

La contribution de la réaction de cassure du deuteron dans les conditions expérimentales. Expérimentalement, les spectres obtenus sont dégradés par de nombreux effets (épaisseur de cible, incertitudes,...) comme nous l'avons montré précédemment. La simulation présentée dans la section 3.4 a été utilisée afin de simuler la contribution réellement observée de la cassure du deuteron au spectre d'énergie d'excitation. La figure Fig. 3.23 présente l'impact du dispositif expérimental sur la contribution au spectre d'énergie d'excitation de la cassure élastique du deuteron.

L'effet est particulièrement important aux grandes énergies d'excitation. En effet, les protons qui sont émis à de faibles énergies (hautes énergies d'excitation) ne sont souvent pas assez énergétiques pour sortir de la cible. On remarque, par ailleurs, que la contribution de basse énergie au spectre d'énergie d'excitation ne commence pas à partir du seuil d'émission neutron mais légèrement en dessous (voir le graphique en insert Fig. 3.23). Cet effet est inhérent aux diverses incertitudes induites par la cible réelle. Nous utiliserons ce résultat lors de la soustraction de la contribution de la cassure du deuteron.

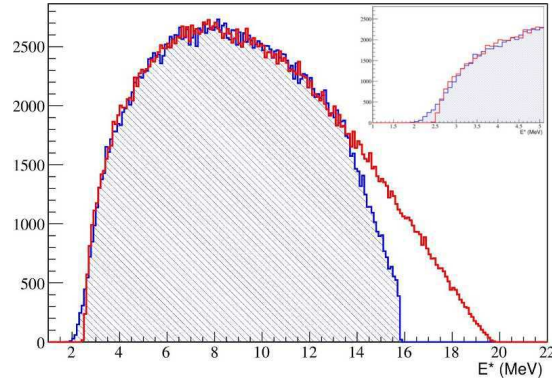


FIGURE 3.23: Contribution au spectre d'énergie d'excitation de la cassure du deuteron. En trait bleu hachuré, le spectre obtenu en tenant compte des caractéristiques de notre dispositif expérimental. En rouge est représenté le résultat obtenu dans le cas d'un dispositif parfait. Le graphe en insert est un agrandissement sur la partie du spectre à basse énergie d'excitation.

La cassure du deuteron : divers processus de réactions. Jusqu'à présent, nous n'avons que mentionné la cassure élastique du deuteron. En d'autres termes, nous n'avons jamais considéré que l'ion qui induit la cassure puisse s'exciter lors de ce processus. Ce type d'évènement peut avoir lieu lorsqu'un état excité existe dans le ^{34}Si : on parle alors de cassure inélastique du deuteron. La figure Fig. 3.24 présente le schéma de niveau connu du ^{34}Si et du ^{36}S . On constate que le premier état excité a une énergie de 3.33 MeV dans le cas du ^{34}Si et de 3.29 MeV dans le cas du ^{36}S . Pour le ^{34}Si , il existe également un état 0_2^+ à 2719(3)keV [16]. De ce fait, les contributions inélastiques de cassure du deuteron ne contribueront qu'à partir de 5.80 MeV et 7.62 MeV respectivement pour le ^{34}Si et le ^{36}S .

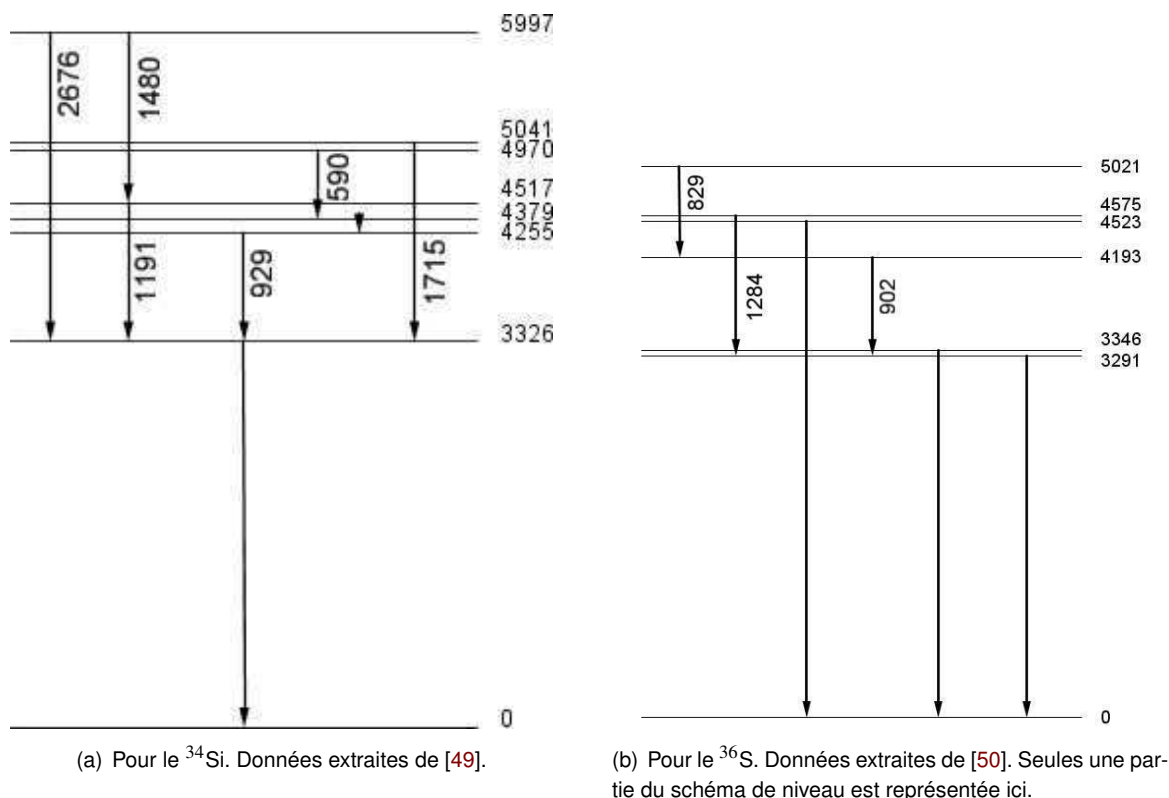
3.8.3 Calcul théorique de la section efficace de cassure du deuteron.

La simulation réalisée présentée précédemment est uniquement basée sur la définition d'un espace de phase et n'incorpore donc rien de la physique de la réaction. Elle permet uniquement d'estimer l'allure que devrait avoir la contribution de la cassure élastique du deuteron pour une tranche angulaire peu large. La simulation effectuée ici et l'expérience ne sont comparables sur l'ensemble de la couverture angulaire que si la cassure élastique du deuteron est isotrope dans le centre de masse. De nombreuses études aussi bien expérimentales que théoriques sont à l'oeuvre afin d'élaborer des tables nucléaires comme il en existe pour les réactions avec les neutrons. Cela revêt d'une importance cruciale pour les nouveaux accélérateurs comme Spiral2. Il est en effet nécessaire de quantifier la radioactivité induite par ces réactions lors de l'activation des matériaux de la ligne de faisceau pendant l'accélération des deutons. Dans l'article [51], la section efficace de cassure du deuteron a été mesurée pour différentes cibles pour des deutons ayant une énergie de 56 MeV. Une expression analytique de la section efficace totale $\sigma_{\text{totale}}^{\text{cassure}}$ a pu être déduite :

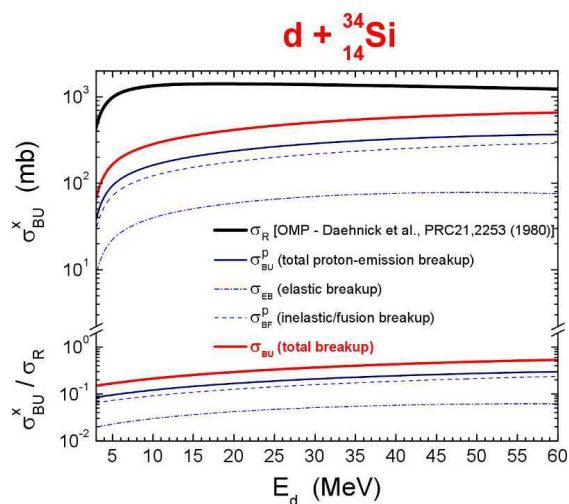
$$\sigma_{\text{totale}}^{\text{cassure}} = 23.7(A^{\frac{1}{3}} + 0.8)^2 \text{mb} \quad (3.8)$$

où A est la masse de la cible utilisée. Bien entendu, cette expression n'est valable que pour des deutons ayant une énergie de 56 MeV. Malheureusement ces études sont inclusives.

Des calculs récents se basant sur une approche semi-microscopique ont permis l'élaboration de

FIGURE 3.24: Schéma de niveau connu pour les noyaux de ^{34}Si et de ^{36}S .

potentiels optiques qui permettent de faire des prédictions assez fiables et ce aussi bien pour une grande gamme de noyaux que pour une grande gamme en énergie [52].

FIGURE 3.25: Prédiction théorique de la section efficace de cassure dans le cas d'une réaction $d + ^{34}\text{Si}$. Voir [52] pour l'explication des différentes composantes représentées ici. Par courtoisie de M. Avrigeanu.

La figure Fig. 3.25 montre les prédictions théoriques obtenues pour la réaction $d + ^{34}\text{Si}$. L'expérience de transfert avec un faisceau de ^{34}Si a été réalisée à une énergie faisceau d'environ 20.1 A.MeV soit une énergie deuteron de 40 MeV. Ainsi, la section efficace totale de cassure élastique du deuteron dans les

conditions expérimentales devrait être d'environ 75 mb.

Bien entendu, si nous voulons pouvoir estimer la section efficace totale de la cassure élastique du deuton, cela nécessite de connaître l'allure de la section efficace sur l'ensemble de la couverture angulaire. Des calculs de distributions angulaires de cassure élastique du deuton ont été réalisés à l'aide de code CDCC pour la cassure élastique du deuton sur une cible de ^{63}Cu (M. Avrigeanu, communication privée). La figure Fig. 3.26 montre le résultat de ce calcul.

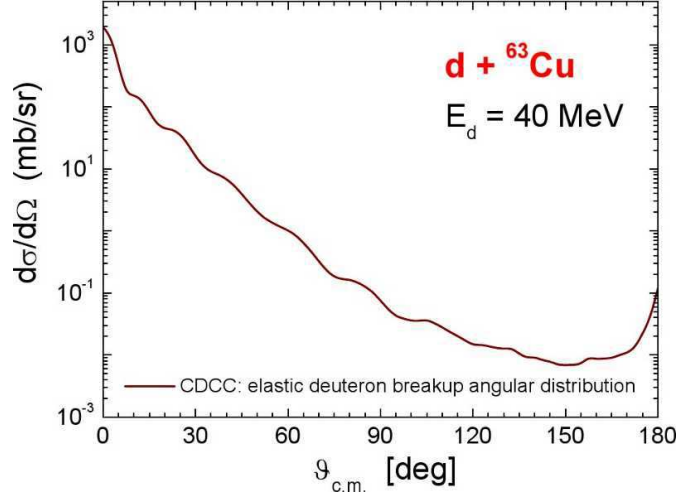


FIGURE 3.26: Prédiction théorique de la distribution angulaire de détection du proton produit lors de la cassure élastique du deuton sur cible de ^{63}Cu . Par courtoisie de M. Avrigeanu.

On constate que la section efficace est piquée à l'avant et n'a vraiment pas du tout la forme d'une distribution isotrope dans le centre de masse (comme dans notre simulation). Il est donc particulièrement intéressant d'établir expérimentalement l'allure qu'à la section efficace de cassure élastique du deuton. Si la distribution n'est pas isotrope dans le centre de masse, il sera impossible de conclure sur la section efficace totale de cassure du deuton.

3.9 Section efficace différentielle.

La comparaison de la distribution angulaire de la section efficace de réaction expérimentale et celle obtenue par calcul DWBA permet d'extraire des informations cruciales sur les états peuplés. Dans cette partie, nous discuterons la méthode employée pour déterminer expérimentalement la section efficace différentielle.

3.9.1 Expression de la section efficace de transfert : cas général.

La section efficace d'une réaction de transfert $^AX(d,p)^{A+1}X$ dans le référentiel du laboratoire pour un angle θ est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_p(\theta)}{N_d N_{AX} \Delta\Omega} \quad (3.9)$$

où $N_p(\theta)$ est le nombre total de proton produits lors de la réaction de transfert qui sont émis à un angle θ , N_d le nombre de deuton de la cible et N_{AX} le nombre d'ions AX incidents. $\Delta\Omega$ est la couverture angulaire du dispositif de détection. Cela correspond à l'angle solide couvert pour un angle θ donné. L'expression

différentielle d'un angle solide est $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$. Ainsi, l'expression de $\Delta\Omega$ obtenue en faisant une sélection $[\theta_1, \theta_2]$ autour de θ est :

$$\Delta\Omega = 2\pi (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (3.10)$$

Le nombre de deuton par unité de surface peut être déterminé facilement connaissant la composition et taille de la cible. Dans le cas d'une cible de polyéthylène deutérée de $2.6(1) \text{ mg.cm}^{-2}$, le nombre de deutons N_d peut s'exprimer comme suit :

$$N_d = 2 \frac{m_{CD_2}}{\mathcal{M}_C + 2\mathcal{M}_D} \mathcal{N}_a = 1.95(8) \cdot 10^{-7} \text{ mb}^{-1} \quad (3.11)$$

où \mathcal{N}_a est le nombre d'Avogadro et \mathcal{M}_C et \mathcal{M}_D sont respectivement les masses molaires du carbone et du deuton.

La lecture des échelles nous permet de connaître le nombre d'ions incidents du faisceau sur la cible. En effet, les échelles comptent les événements qui ont été détectés par un détecteur qu'il soit ou non validé par la logique d'acquisition (si il y a un "trigger" en coïncidence avec l'évènement ou non). Afin de ne prendre en compte que les événements pouvant induire une réaction de transfert, nous ne considérons que ceux pour lesquels un signal est lu sur les deux détecteurs CATS.

Le nombre total de protons produits à un angle θ n'est pas mesuré directement. En effet, notre dispositif expérimental ne permet pas de couvrir l'intégralité de l'angle solide pour un angle θ donné. Il convient donc de déterminer l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental pour chaque angle θ . En notant $\varepsilon(\theta)$ l'efficacité de détection à l'angle θ et $N_p^{det}(\theta)$ le nombre de protons détectés à cet angle, le nombre total de protons émis à un tel angle est :

$$N_p(\theta) = \frac{N_p^{det}(\theta)}{\varepsilon(\theta)} \quad (3.12)$$

3.9.2 Détermination de l'efficacité de détection sous faisceau.

Dans le second chapitre de cette thèse, les efficacités de détections des différents détecteurs ont été discutées dans le cas d'une source ponctuelle placée au niveau de la cible. Celles-ci ne correspondent pas aux efficacités observées dans les conditions expérimentales. La tache du faisceau incident sur cible est d'environ 16 mm suivant l'axe X et 7 mm suivant Y. Il convient de considérer l'étendue de cette tache faisceau lors de la détermination de l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental. Une simulation a été réalisée dans ce but en considérant une source isotrope présentant le même étalement spatial que la tache faisceau. Un soin particulier a été apporté à la prise en compte de la géométrie des détecteurs de particules chargées (notamment celle du détecteur annulaire). La figure Fig.3.27 montre l'impact de la prise en compte ou non la taille de la tache faisceau. L'asymétrie observable sur la courbe d'efficacité résulte de la géométrie du détecteur S1 (voir figure Fig. 3.27(b)).

On constate que l'effet de l'étendue de la tache faisceau a un effet bénin sur l'efficacité de détection dans le cas des détecteurs MUST2 à l'inverse du détecteur annulaire.

Il faut noter que ces simulations ne prennent pas en compte le phénomène d'interpiste. Nous avons montré dans le second chapitre qu'il y a environ 8.5% d'évènements d'interpiste dans le cas des détecteurs MUST2. Ils représentent environ 6.1% des cas dans le cas du détecteur annulaire.

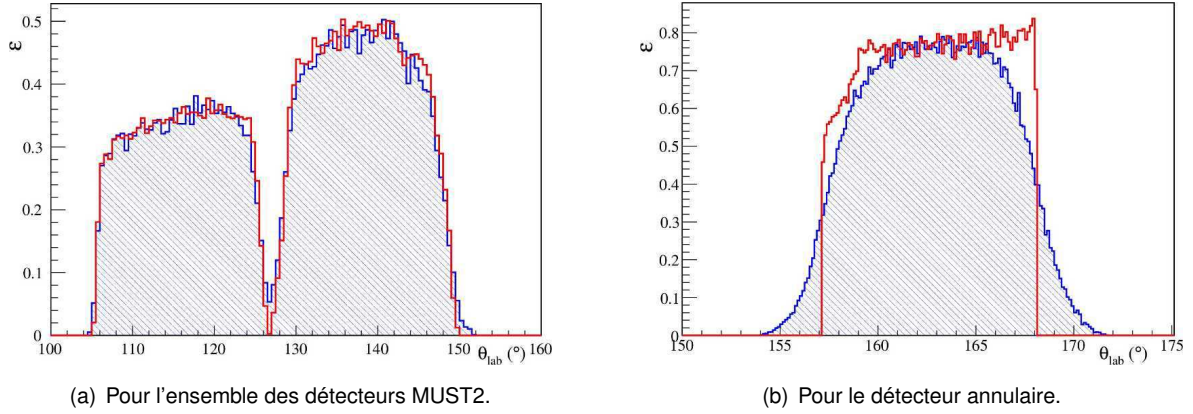


FIGURE 3.27: Efficacité de détection pour les détecteurs MUST2 et pour l'annulaire. En trait plein rouge est indiquée l'efficacité simulée dans le cas d'une cible ponctuelle en $(0,0,-46)$. Le spectre bleu hachuré est celui obtenu en considérant l'étendue de la tache faisceau.

3.9.3 Section efficace dans les conditions expérimentales.

La distribution angulaire s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_p^{det}(\theta)}{N_d \varepsilon(\theta) N_{AX} \Delta\Omega} \quad (3.13)$$

l'incertitude relative sur la distribution angulaire est donc :

$$\left(\frac{\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta N_p^{det}(\theta)}{N_p^{det}(\theta)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_d}{N_d} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon(\theta)}{\varepsilon(\theta)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{AX}}{N_{AX}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega} \right)^2 \quad (3.14)$$

La plupart de ces sources d'incertitude ont été discutées précédemment. L'incertitude sur le nombre d'ions incidents sera discutée dans le chapitre suivant. Elle est de 2.1% dans le cas du faisceau de ^{34}Si sur cible de CD_2 . Afin de quantifier l'impact de celles-ci sur la distribution angulaire, les erreurs relatives ont été représentées figure Fig.3.28.

Au vue de cette figure, on remarque que les effets de bords sur les détecteurs entraînent une incertitude relative importante sur l'efficacité de détection. Pour se priver de ces effets, nous restreignons donc nos intervalles d'études à $[106^\circ, 148^\circ]$ et $[156^\circ, 169^\circ]$. Par ailleurs, on constate que l'incertitude due à la taille de la tranche angulaire est importante dans le détecteur annulaire. Cela est dû à l'importante incertitude sur l'angle d'émission des protons détectés par ce détecteur. Afin de réduire cette incertitude au maximum, l'intervalle d'étude considéré pour le détecteur annulaire est l'intervalle maximal (entre 156° et 169°) bien qu'il y aurait suffisamment de statistique pour considérer deux intervalles distincts pour ce détecteur.

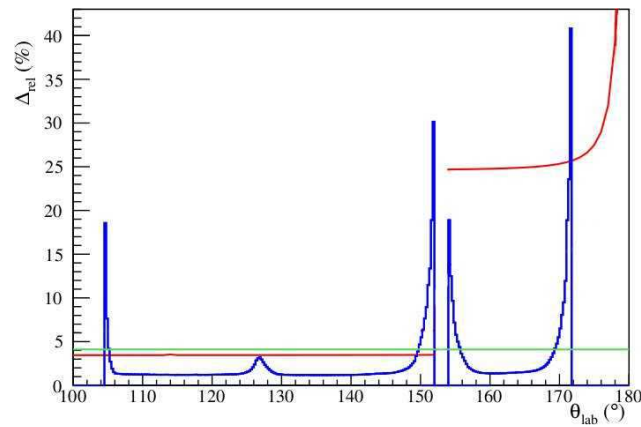


FIGURE 3.28: Erreurs relatives influençant la précision de la distribution angulaire en fonction de l'angle d'émission du proton. En bleu est représentée l'erreur relative sur l'efficacité de détection, en rouge celle sur la tranche angulaire choisie et en vert celle sur le nombre de deuton de la cible. L'incertitude relative sur le nombre d'ions incidents n'est pas représentée sur cette figure : elle représente uniquement 2.1% dans le cas du faisceau de ^{34}Si .

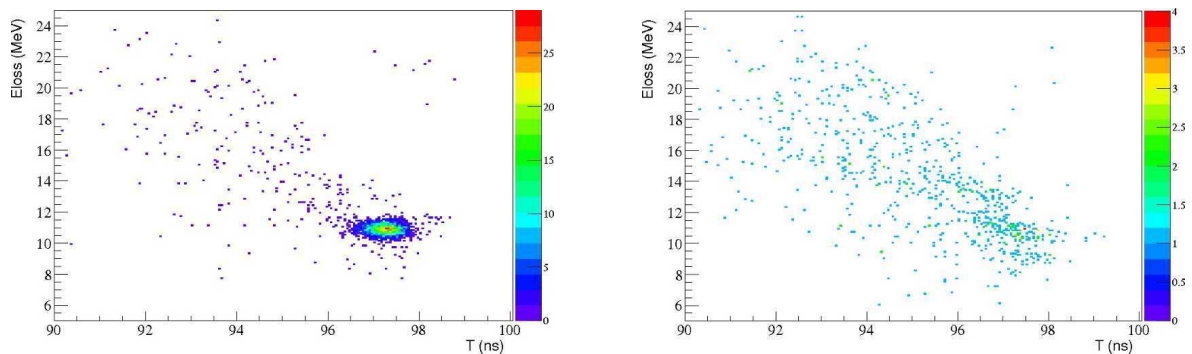
Résultats expérimentaux.

On va faire le parallèle entre les deux noyaux produits au cours de l'expérience tout au long de ce chapitre. Dans une première partie nous présenterons les résultats directement extraits des données. L'interprétation effectuée à l'aide des modèles de réaction sera discutée dans une seconde partie.

4.1 Analyse du spectre d'énergie d'excitation.

4.1.1 Spectre obtenu avec les conditions les plus restrictives.

Dans cette partie, nous allons utiliser la chambre à ionisation pour sélectionner les réactions de transfert. La figure Fig. 4.1 montre la matrice d'identification obtenue avec la chambre à ionisation dans le cas du faisceau de ^{34}Si pour la cible de CD_2 (Fig. 4.1(a)) et pour la cible de carbone pur (Fig. 4.1(b)).



(a) Pour la cible de CD_2 en sélectionnant les énergies d'excitation comprise entre -1 et 2 MeV afin d'avoir une proportion maximale d'événements issus de réactions de transfert.

(b) Pour la cible de carbone pur sans sélection sur l'énergie d'excitation.

FIGURE 4.1: Perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du temps de vol des particules entre le second détecteur CATS et le plastique dans le cas des réactions avec le faisceau de ^{34}Si .

Une autre manière de montrer la forte sélectivité de ce détecteur est illustrée figure Fig. 4.2 avec le faisceau de ^{36}S . On compare ici la matrice d'identification obtenue sans sélection et celle obtenue si on sélectionne uniquement les événements de transfert (points ronds rouges). Pour cela, seuls les événements détectés en coïncidence avec un photon ayant une énergie de 645 keV (à plus ou moins 30 keV) et une énergie d'excitation comprise entre 0 MeV et 4 MeV ont été considérés. L'intégralité de ces événements se situe dans la tâche principale.

La condition sur le dépôt d'énergie dans la chambre à ionisation et le temps de vol est très sélective.

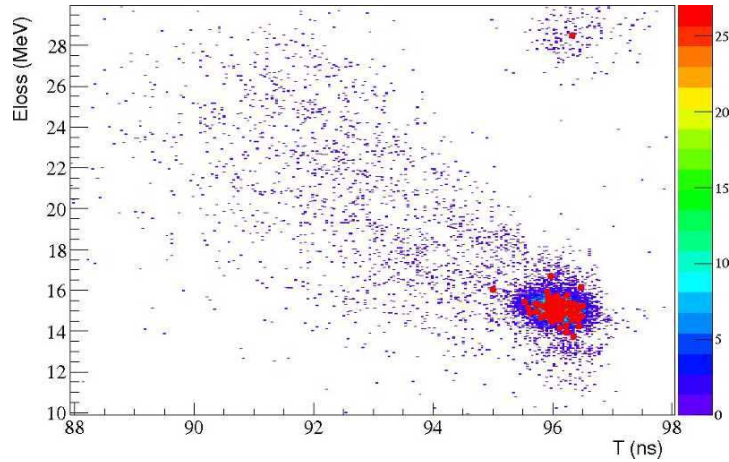


FIGURE 4.2: Perte d'énergie dans la chambre à ionisation en fonction du temps de vol des particules entre le second détecteur CATS et le plastique dans le cas des réactions avec le faisceau de ^{36}S . En rouge est indiquée la position des événements identifiés comme résultant d'une réaction de transfert (voir partie suivante).

Elle permet donc d'éliminer l'essentiel des réactions contaminantes. Cependant, on a constaté un dysfonctionnement important dans le déclenchement de ce détecteur. Pour de nombreux événements, dont le déclenchement est effectué par les détecteurs MUST2 ou S1, aucune information n'est codée dans la chambre à ionisation. Cet effet, dépend du détecteur qui fournit le signal de "trigger" : 46.2 % des événements ne sont pas codés dans la chambre à ionisation lorsque le détecteur MUST2 numéro 1 est "trigger", 57.9 % quand c'est le S1, 65.5 % quand c'est le MUST2 numéro 2 et 79.2 % quand c'est le détecteur numéro 3 !

La figure Fig. 4.3 présente la position des éjectiles lourds issus des réactions de transfert à 1 m après la cible (soit environ au niveau de la chambre à ionisation) en considérant la cinématique d'une réaction à deux corps donnant des événements protons dans un des détecteur MUST2. Les carrés rouges sur cette figure représentent les événements pour lesquels un signal a été récolté dans la chambre à ionisation. Une coupure est clairement visible. Cette coupure en position permet de formuler deux hypothèses pouvant expliquer la perte d'événements lorsqu'on impose d'avoir un signal issu de la chambre à ionisation. La première possibilité est que cette perte d'événements est due à un problème de collection de charge dans la chambre à ionisation ou à un effet de recombinaison important. La deuxième hypothèse est que l'électronique utilisée est responsable de la perte d'événements. En effet, le temps de dérive étant beaucoup plus lent pour les particules passant dans la partie supérieure de la chambre à ionisation, il est possible qu'il n'y ait plus de recouvrement entre ce signal et le signal de validation (voir schéma électronique). En tout cas cela n'est pas du à un problème de focalisation du faisceau car même si aucun signal n'est enregistré dans la chambre à ionisation, le dépôt d'énergie est non nul dans le détecteur plastique. Ce problème n'a pas été décelé pendant l'expérience, et n'est vu que sur les particules diffusées. La figure Fig. 4.4 montre les spectres d'énergie d'excitation obtenus pour les différents détecteurs MUST2 et S1 lorsqu'on impose d'avoir un signal dans la chambre à ionisation.

La figure Fig. 4.4 montre l'effet de l'utilisation de la chambre à ionisation sur le spectre d'énergie d'excitation. Dans le cas du télescope MUST2 n° 3, on constate que les événements ayant une énergie

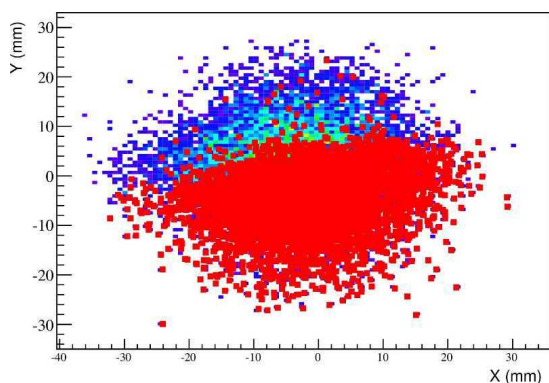


FIGURE 4.3: *Reconstruction de la position de l'éjectile lourd issu d'une réaction de transfert au niveau de la chambre à ionisation. En bleu, l'ensemble des évènements est représentée. Les carrés rouges affichés par dessus correspondent aux évènements pour lesquels un signal à été encodé dans la chambre à ionisation.*

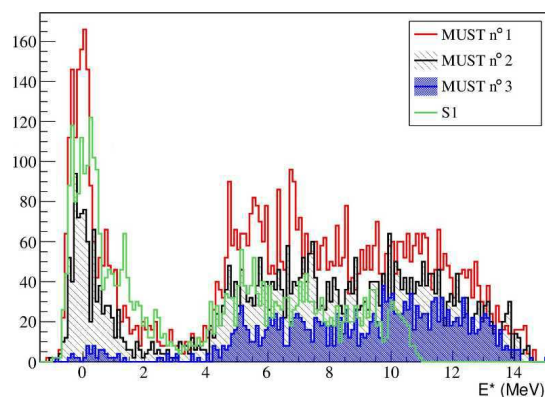


FIGURE 4.4: *Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour les différents détecteurs MUST2 et S1. Spectre obtenu en faisant une sélection des évènements à l'aide de la chambre à ionisation.*

d'excitation de moins de 4 MeV sont presque totalement perdus, contrairement aux évènements de haute énergie d'excitation. Les évènements de faible énergie d'excitation correspondent à des protons énergétiques. Plus les protons ont une énergie importante, plus l'éjectile lourd aura une trajectoire déviée et pourra atteindre la partie haute de la chambre à ionisation où la collection de charge est mauvaise. Le télescope MUST2 n° 3 étant placé en bas (voir figure 2.34), cela sera plus probable d'où la plus grande perte d'évènements.

En conclusion, bien que cela induise une forte perte de statistique, il est possible d'utiliser la chambre à ionisation afin d'obtenir les spectres les plus sélectifs. Le résultat obtenu pour le détecteur MUST2 numéro 1 est présenté figure Fig. 4.5.

Les similitudes entre les résultats obtenus pour le faisceau de soufre et celui de silicium sont frappantes. En effet, ces spectres présentent tout deux un état fondamental fortement peuplé et clairement identifiable ainsi qu'une région assez fortement peuplée pour des énergies d'excitation supérieures à 5.0 MeV. Par contre, il y a également des différences marquantes, notamment le pic à environ 3.0 MeV dans le ^{37}S .

4.1.2 Sélection sur le temps de vol des produits de réaction.

Comme on peut le remarquer sur les figures Fig. 4.1 et Fig. 4.2, effectuer une sélection sur le temps de vol des réactions permet d'effectuer une sélection assez efficace des réactions de transfert sans utiliser les données issues de la chambre à ionisation. Ainsi, la perte d'évènement n'est plus dépendante du télescope considéré. La figure Fig. 4.6 présente les résultats obtenus de cette manière.

Outre la différence de statistique, les résultats obtenus de cette manière et ceux de la partie précédente sont assez similaires.

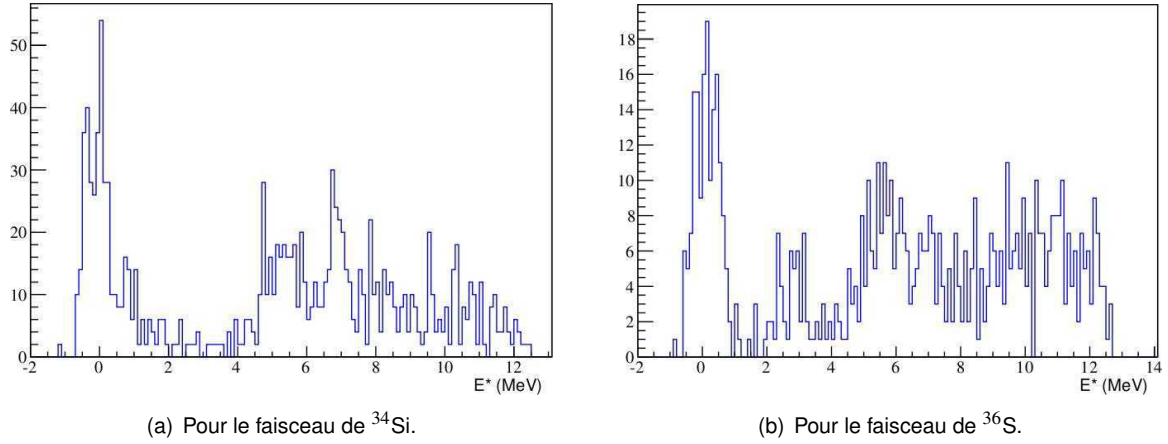


FIGURE 4.5: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour le détecteur MUST2 n° 1 avec condition sur la chambre à ionisation et en sélectionnant les événements pour lesquels l'angle d'émission proton est compris entre 129° et 138° .

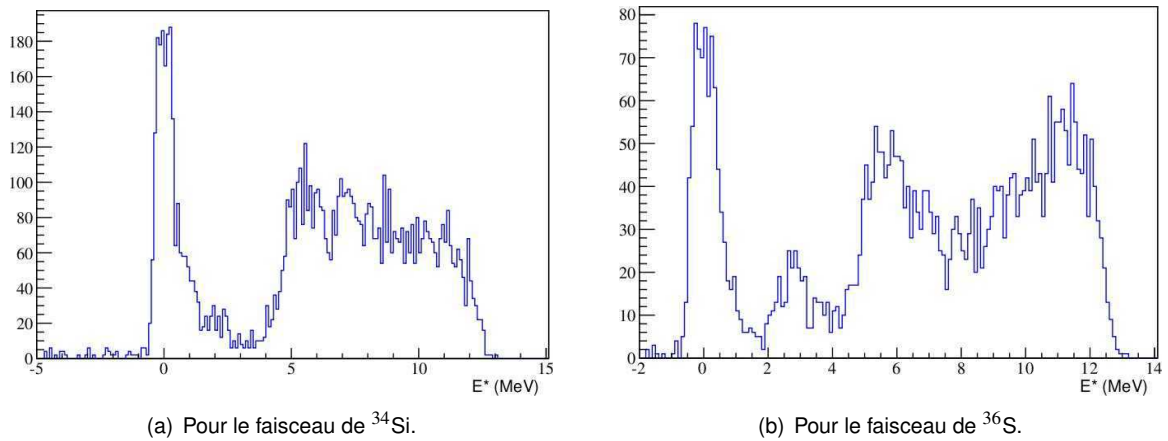


FIGURE 4.6: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour les événements émis avec un angle d'émission proton compris entre 129° et 138° et en faisant une condition sur le temps de vol des éjectiles lourds.

Pour $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. Dans ce cas, un état est clairement identifiable aux alentours de 1.0 MeV. L'énergie du seuil de séparation neutron étant de 2.47 MeV, on peut distinguer un état lié à une énergie d'environ 2.0 MeV. L'ensemble des états fortement peuplés de plus 4.0 MeV sont des états non liés.

Dans le cas de la réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$. On remarque qu'il existe au moins un état qui se distingue clairement pour des énergies d'environ 3.0 MeV et 5.5 MeV. On constate de plus que le pic à 0 MeV d'énergie d'excitation a une forme asymétrique : Il y a un état à 645 keV d'énergie d'excitation qui est également peuplé. La résolution du dispositif expérimental ne permet pas de séparer ces deux états. Le seuil de séparation neutron du ^{37}S étant de 4.3 MeV, les états clairement identifiables à 5.0 MeV sont des états non liés.

L'acquisition de données sur cible de carbone a été uniquement réalisée avec un faisceau de silicium.

Il n'est donc pas possible de totalement soustraire la contribution des réactions sur le carbone dans le cas du ^{37}S . Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'importance des réactions sur le carbone de la cible qui ne sont pas rejetées par la sélection sur le temps de vol, figure Fig. 4.7, nous avons effectué cette sélection pour le faisceau de ^{34}Si dans le cas d'une cible de CD_2 et celle de carbone pur.

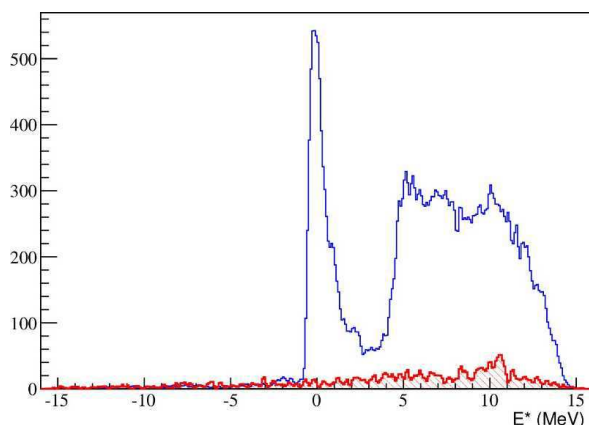


FIGURE 4.7: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour le ^{34}Si lorsqu'on fait une sélection sur le temps de vol des éjectiles lourds. En rouge est représenté la contribution des réactions sur le carbone.

La figure Fig. 4.7 met en évidence qu'il est impossible de parfaitement soustraire la contribution du fond carbone lors de l'étude du ^{37}S . Bien que cette contribution soit faible, il sera particulièrement important de tenir compte de cette remarque lors de la détermination de la section efficace.

4.1.3 Résultat inclusif.

Dans le cas de l'étude du ^{34}Si , la soustraction de la contribution des réactions sur le carbone de la cible est réalisable de manière précise comme développé dans la partie 3.7. Le résultat obtenu par soustraction du bruit de fond carbone et celui obtenu en conditionnant le temps de vol des produits de réactions sont comparés figure Fig. 4.8. Cette figure met en évidence les résultats obtenus pour le

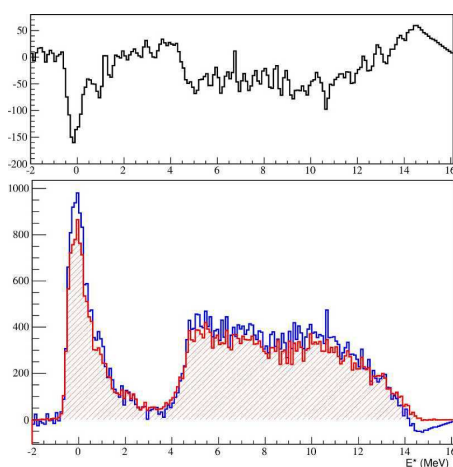


FIGURE 4.8: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour le ^{34}Si après la soustraction de la contribution des réactions sur le carbone (courbe bleue) et en faisant la sélection sur le temps de vol des produits de réaction (courbe rouge hachurée). La courbe noire du haut présente la différence entre ces deux courbes.

faisceau de ^{34}Si en faisant la sélection sur le temps de vol (courbe rouge hachurée) et en effectuant la

soustraction du fond carbone (courbe bleue). La partie haute de la figure Fig. 4.8 montre l'écart entre ces deux courbes. Au vu du spectre de la figure Fig. 4.8, on constate que la méthode de soustraction du bruit de fond carbone permet d'obtenir une statistique légèrement supérieure que celle obtenue dans la partie précédente.

Finalement, le résultat obtenu par soustraction du bruit de fond carbone est présenté figure Fig. 4.9.

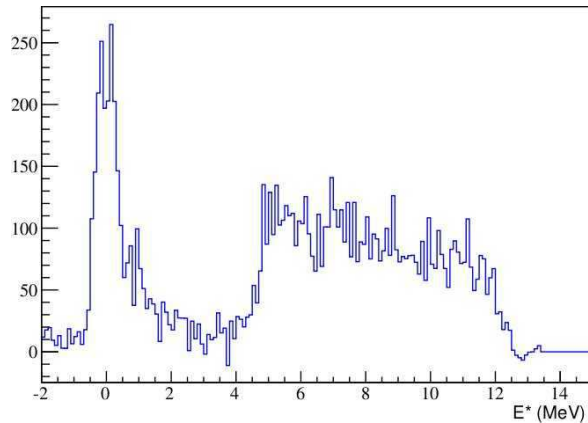


FIGURE 4.9: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour le ^{34}Si après la soustraction de la contribution des réactions sur le carbone et considérant uniquement les événements où l'angle d'émission proton est compris entre 129° et 138° dans le référentiel du laboratoire. La méthode utilisée est détaillée dans la partie 3.7.

En conclusion, nous avons montré dans cette partie qu'il est nécessaire d'utiliser la méthode de soustraction du fond carbone si on veut réduire au maximum les pertes d'événements induites par les différentes sélections. Cela sera notamment le cas lors de la détermination des sections efficaces.

4.1.4 Évolution du spectre obtenu en fonction de l'angle d'émission.

Précédemment, nous avons discuté les résultats obtenus pour une tranche angulaire particulière. Cependant, comme nous l'avons montré avec la simulation détaillée dans la partie 3.4, les caractéristiques des pics, notamment leur largeur, varient fortement avec l'énergie d'excitation et l'angle d'émission. Cette étude sera aussi l'occasion de vérifier que les résultats obtenus pour les différents télescopes MUST2 concordent.

Les spectres de la figure Fig. 4.11 sont les spectres d'énergie d'excitation obtenus pour différentes tranches angulaires pour l'ensemble des détecteurs MUST2 et du S1 et après soustraction des réactions sur le carbone. On constate que les spectres observés évoluent fortement en fonction de la sélection angulaire effectuée. Ces mêmes spectres ont été réalisés individuellement pour chaque détecteur. Les positions du pic fondamental dans les différents cas sont regroupés Fig. 4.11

On constate qu'il existe des légers écarts sur la reconstruction de l'énergie d'excitation en fonction du détecteur considéré ainsi que de l'angle d'émission du proton. On constate que l'écart maximal entre les différents détecteurs MUST2 est de l'ordre de 200 keV qui est atteint pour des angles d'émission d'environ 120° . Il est difficile de diagnostiquer la cause exacte de cet écart entre les énergies déterminées avec les différents détecteurs d'autant plus que son évolution est assez erratique en fonction de l'angle d'émission. Citons juste comme cause possible, la mauvaise position relative des détecteurs et de la

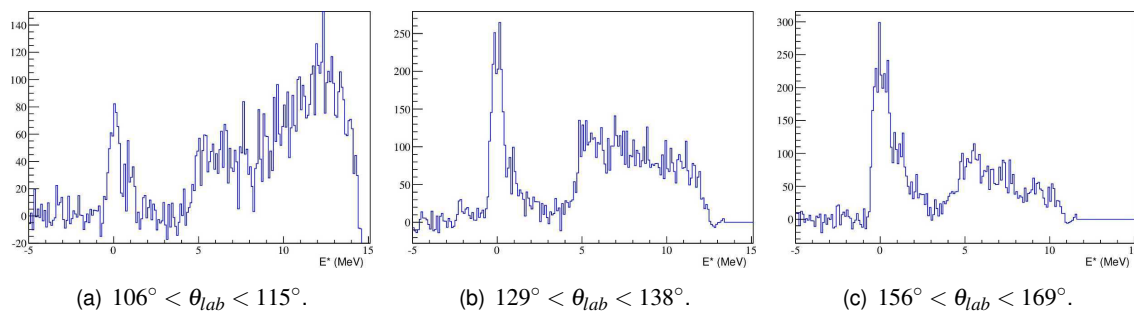


FIGURE 4.10: Spectre d'énergie d'excitation obtenu pour l'intégralité du dispositif expérimental pour différentes tranches angulaires. Ces spectres ont été obtenus en faisant la soustraction du bruit de fond du aux réactions sur le carbone.

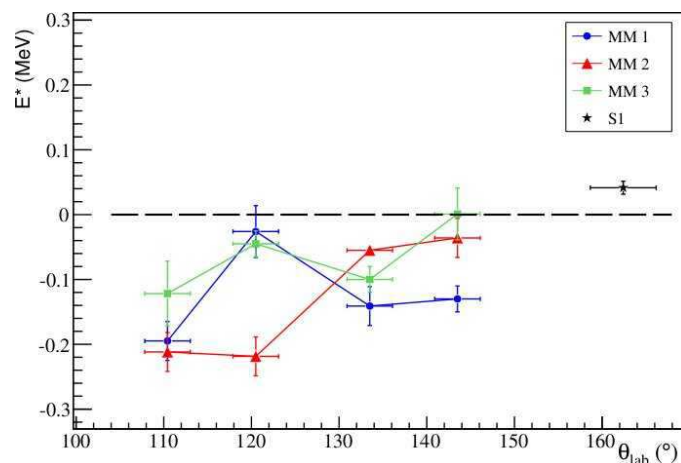


FIGURE 4.11: Position du pic de l'état fondamental en fonction de l'angle d'émission obtenu pour chaque détecteur individuellement.

cible, la possibilité pour la cible d'avoir un angle non normal avec l'axe du faisceau, la reconstruction du point d'impact au niveau de la cible... Dans la suite, les spectres obtenus pour chaque télescope seront alignés puis sommés (la position du pic fondamental sera relevée pour estimer le décalage).

Il est également intéressant de comparer l'évolution de la largeur des pics observés avec les prédictions obtenues grâce à la simulation. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau Tab. 4.1. Cette largeur est estimée par ajustement avec la formule :

$$f(x) = \frac{A}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x+R-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x-R-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) \right) \quad (4.1)$$

où A , R et x_0 sont des paramètres d'ajustement.

La largeur observée du pic fondamental est légèrement inférieure dans le détecteur MUST2 n°2 que dans les deux autres. L'accord entre la simulation et les largeurs expérimentales est parfait pour le détecteur annulaire. Par contre, bien que la simulation reproduise correctement l'évolution de la largeur du pic fondamental en fonction de l'angle d'émission, on constate qu'elle surestime légèrement la largeur dans les détecteur MUST2.

	R_{exp} (keV)				R_{simu} (keV)
	MM_1	MM_2	MM_3	S_1	
$106^\circ-115^\circ$	0.41(1)	0.34(1)	0.41(2)	—	0.40
$116^\circ-125^\circ$	0.35(1)	0.31(1)	0.33(1)	—	0.39
$129^\circ-138^\circ$	0.42(2)	0.41(3)	0.43(3)	—	0.44
$139^\circ-148^\circ$	0.41(1)	0.35(5)	0.41(4)	—	0.46
$156^\circ-169^\circ$	—	—	—	0.56(2)	0.55

TABLE 4.1: Tableau récapitulatif des largeurs des pics observées et simulées en fonction de l'angle d'émission pour le pic correspondant au transfert sur l'état fondamental.

4.2 Corrélation avec les photons détectés.

Nous présentons ici les résultats de l'étude des spectres de photons obtenus pour les deux configurations de cible utilisées. Notons que dans le cas de la cible mince, il n'y a pas de déclenchement fait par les détecteurs de photons EXOGAM. Seuls les événements déclenchés par les détecteurs MUST2 ou S1 sont considérés.

4.2.1 Résultat de détection des photons.

Comme discuté précédemment, sélectionner les isotopes du silicium ou de soufre à l'aide de la chambre à ionisation réduit considérablement la statistique et cela notamment pour les événements d'énergie d'excitation faible. Utiliser la chambre à ionisation en coïncidence avec une détection gamma ne permet malheureusement pas d'obtenir l'efficacité escomptée. Faire une sélection sur le temps de vol des quasi-projectiles permet d'avoir une statistique assez importante pour pouvoir étudier les événements pour lesquels un photon a été détecté en même temps. Cette sélection a été faite pour obtenir le spectre des photons émis lors des réactions de transfert. La figure Fig. 4.12 montre le résultat obtenu pour les deux faisceaux étudiés.

Il est déjà possible d'identifier certains pics. Toutefois, l'absence de condition sur les caractéristiques du proton émis en coïncidence ne permet pas d'extraire d'informations précises de ces spectres.

Il est également intéressant de simplement comparer le spectre d'énergie d'excitation obtenu en coïncidence ou non avec la détection d'un photon. Bien entendu, l'efficacité de détection des photons étant faible, il n'est pas possible de comparer directement ces deux spectres. La figure Fig. 4.13 montre le spectre d'énergie d'excitation obtenu en coïncidence ou non avec un photon pour les deux faisceaux. Afin de pouvoir facilement comparer ces deux spectres, seule une fraction de la statistique totale a été utilisée pour créer le spectre sans coïncidence avec les photons.

Dans le cas du faisceau de ^{34}Si . La comparaison de ces deux spectres permet déjà d'obtenir de nombreuses informations. Premièrement, l'état fondamental est clairement identifiable : le pic centré sur une énergie d'excitation nulle est fortement peuplé mais aucun photon n'est émis en coïncidence. De plus, les deux premiers états excités sont manifestes sur le spectre rouge plein (pic centré sur 0.9 MeV et 2.0 MeV). Il semble également que le rapport d'intensité des deux premiers états excités soit inversé. En effet, les courbes bleu et rouge coïncident à 2.0 MeV alors qu'à 1 MeV la courbe bleu est beaucoup plus haute. Ceci est une indication claire que l'état à 2 MeV décroît par une cascade et émet potentiellement

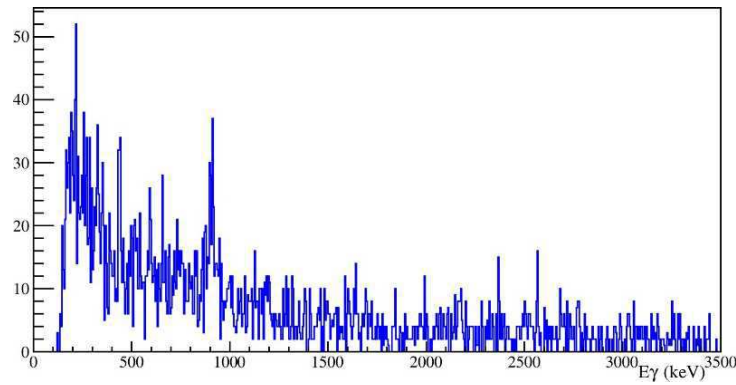
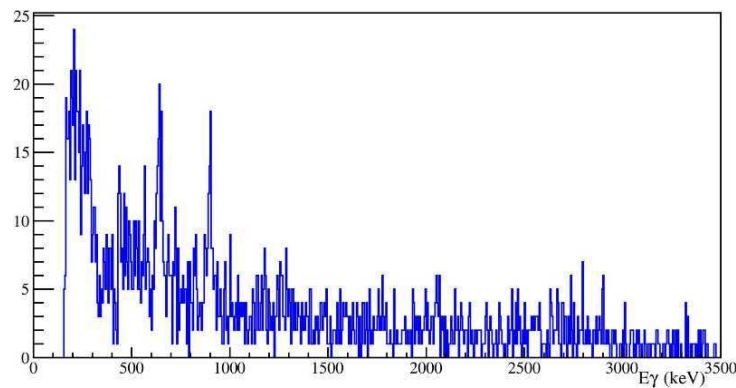
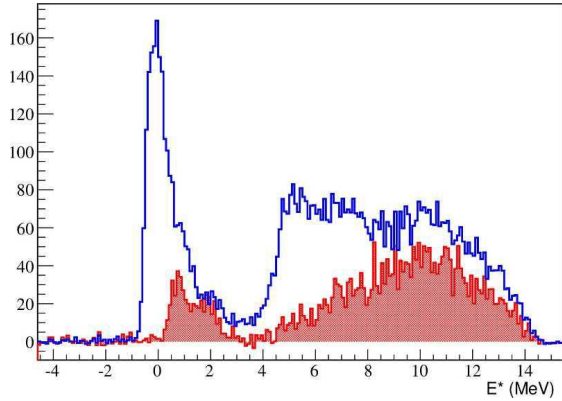
(a) Pour le faisceau de ^{34}Si .(b) Pour le faisceau de ^{36}S .

FIGURE 4.12: Spectres d'énergie des photons observés en coïncidence avec un proton dans les détecteurs de particules chargées et en sélectionnant les réactions de transfert par une condition sur le temps de vol des produits de réactions sans condition sur l'énergie d'excitation.

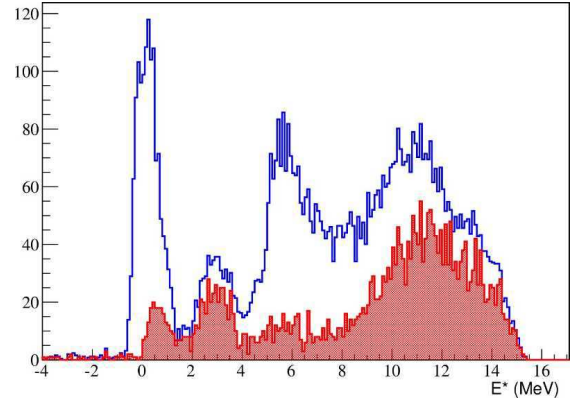
deux photons alors que l'état à 910 keV n'en émet qu'un.

Par ailleurs, on constate que les deux spectres ont une allure différente pour des énergies comprises entre 4.0 et 8.0 MeV. Sachant que l'énergie de séparation neutron du ^{35}Si est de 2.47 MeV, les états d'énergie d'excitation supérieure au seuil de séparation neutron vont décroître préférentiellement par émission de neutron vers un état du ^{34}Si . Le premier état excité du ^{34}Si a une énergie d'environ 3.0 MeV (2.76 MeV pour l'état 0_2^+ et 3.33 MeV pour le 2_1^+). La structure à environ 5.0 MeV ne peut donc pas correspondre à un transfert vers un état lié du ^{34}Si . On en déduit qu'il y a un ou des états non liés du ^{35}Si qui sont fortement peuplés et qui se désexcitent par émission neutron directement vers l'état fondamental du ^{34}Si et sans émettre de photons.

Dans le cas du faisceau de ^{36}S . L'interprétation de la figure Fig. 4.13(b) obtenue dans le cas du faisceau de ^{36}S est identique. Le premier état excité a une énergie de 645 keV est clairement identifiable lorsqu'on compare le spectre obtenu avec des photons en coïncidence et sans. Comme dans le cas précédent, le changement de rapport d'intensité entre les deux pics à 0.645 MeV et 3.0 MeV met en évidence que les états de 3.0 MeV se désexcitent en émettant plusieurs photons tandis que l'état à



(a) Lors de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. Le seuil de séparation neutron $S_n = 2.47$ MeV.



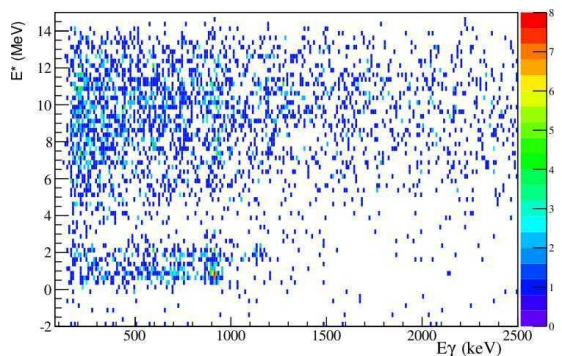
(b) Lors de la réaction $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$. Le seuil de séparation neutron $S_n = 4.33$ MeV.

FIGURE 4.13: Spectres d'énergie d'excitation en coïncidence ou non avec la détection d'un photon. Le spectre en rouge plein est le spectre obtenu en coïncidence avec la détection d'un photon. Le spectre bleu est une fraction du spectre obtenu à l'aide des détecteurs de particules chargées (avec et sans détection de photons). Les deux spectres ont été normalisés entre eux pour pouvoir les comparer plus facilement.

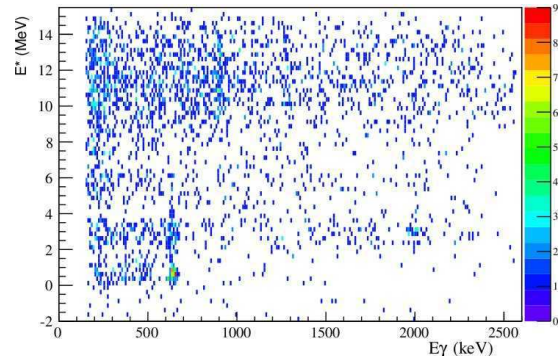
0.645 MeV décroît directement sur l'état fondamental. Le seuil d'énergie de séparation neutron étant de 4.3 MeV et le premier état excité du ^{36}S étant de 3.3 MeV, les états clairement visibles à 5-5.5 MeV sur la courbe bleue de la figure Fig. 4.13(b) vont décroître directement sur l'état fondamental du ^{36}S par émission neutron ce qui explique la faible proportion de photons détectés en coïncidence dans cette gamme d'énergie.

4.2.2 Corrélation entre photons détectés et énergie de l'état peuplé.

Il est particulièrement intéressant de corréler les spectres en énergie d'excitation avec les spectres d'énergie gamma obtenus après correction de l'effet Doppler. La figure Fig. 4.14 illustre les résultats obtenus pour les deux faisceaux.



(a) Pour le ^{35}Si .



(b) Pour le ^{37}S .

FIGURE 4.14: Corrélation entre l'énergie des photons collectés et l'énergie d'excitation de l'éjectile lourd.

Dans les deux cas, on constate les lignes verticales qui correspondent à la coïncidence entre la population d'un état dans le spectre d'énergie d'excitation et l'émission d'un photon. L'extension verticale des lignes (~ 0.8 MeV) est due à la mauvaise résolution de la reconstruction de l'énergie d'excitation. Il est toutefois possible de tirer des informations de ces spectres comme discuté dans la suite.

4.2.2.1 En sélectionnant des intervalles en énergie d'excitation.

Dans le cas du ^{37}S . On constate l'apparition d'un ligne verticale à une énergie E_γ de 645 keV qui apparait pour des noyaux ayant une énergie d'excitation comprise entre 200 keV et environ 5 MeV. On constate une forte détection de photons de 2.0 MeV lorsque des états d'environ 3.0 MeV sont peuplés. Les spectres gammas obtenus pour différentes sélections en énergie d'excitation sont regroupés figure Fig.4.15 dans le cas du transfert avec un faisceau de ^{36}S . Seules les énergies des états liés sont considérées ici. Comme aucun pic n'apparait à une énergie de 1.99 MeV dans le spectre d'énergie d'excitation,

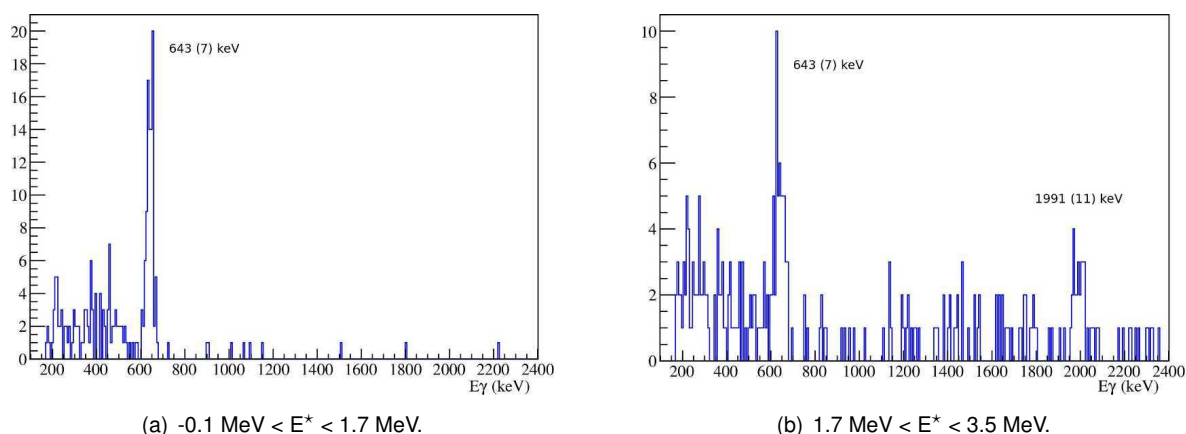
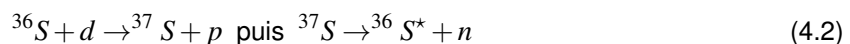


FIGURE 4.15: Spectres gamma obtenus pour différentes sélection en énergie d'excitation obtenus lors de l'acquisition de données avec un faisceau de ^{36}S .

on peut affirmer que les deux raies observées dans la figure Fig. 4.15(b) sont en coïncidence, donnant alors un état à environ 2.6 MeV.

De nombreuses autres lignes apparaissent aux très hautes énergies d'excitation (au-delà du seuil d'émission neutron de 4.3 MeV). Ces raies correspondent à la désexcitation du ^{36}S . Ce type d'évènement apparait lorsque la réaction suivante à lieu :



La figure Fig. 4.16 montre le spectre d'énergie d'excitation observé lorsque des états non liés sont peuplés. Sur cette figure, on remarque de nombreux raies. On distingue notamment les raies à 830 keV, 902 keV, 1284 keV, 2545 keV et 2895 keV qui sont des raies connues de la désexcitation du ^{36}S (voir figure Fig.3.24(b)).

Dans le cas du ^{35}Si . Pour le ^{35}Si , on observe moins de lignes verticales, notamment aux grandes énergies d'excitation comme le montre la figure Fig. 4.17. Cependant, les projections du spectre gamma pour différentes sélections en énergie d'excitation permet quand même de confirmer/compléter le schéma de

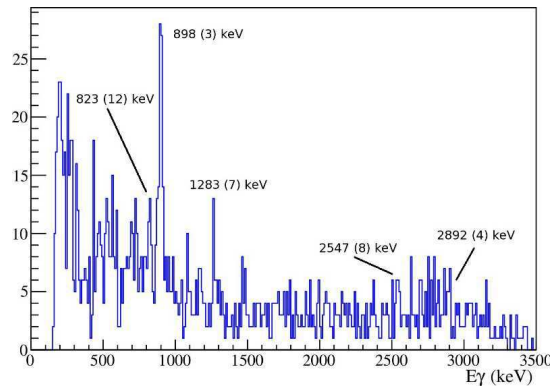


FIGURE 4.16: Spectre gamma avec un faisceau de ^{36}S et la sélection en énergie d'excitation suivante : $9.2 \text{ MeV} < E^* < 14.4 \text{ MeV}$.

niveau de ce noyau. Une raie de désexcitation à 910(3) keV apparaît pour des énergies d'excitation com-

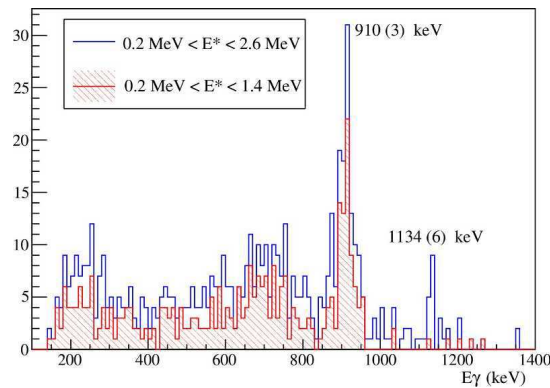


FIGURE 4.17: Spectre gamma obtenus pour différentes sélection en énergie d'excitation obtenus lors de l'acquisition de données avec un faisceau de ^{34}Si .

prise entre 0.2 MeV et 2.6 MeV et une autre raie à 1134(6) keV est visible pour des énergies d'excitation comprise entre 1.4 MeV et 2.6 MeV. La raie de 1134 keV est attribuée à la décroissance d'un état à environ 2.0 MeV qui transite par le premier état excité. On verra par la suite que ces deux raies sont en coïncidence.

Il est également intéressant de faire une sélection sur les énergies d'excitation supérieures au seuil de séparation neutron. La figure Fig. 4.18 montre les raies photons détectées lorsque les états d'énergie comprise entre 7.0 MeV et 8.6 MeV sont peuplés. Sur cette figure, des raies à 589(3) keV, 926(6) keV et 1200(6) keV qui correspondent bien à des raies connues du ^{34}Si qui sont respectivement 590 keV, 930 keV et 991 keV (voir figure Fig. 3.24(a)).

4.2.2.2 En sélectionnant les raies gammas observées.

Une autre manière d'étudier la corrélation entre l'énergie d'excitation de l'état peuplé durant la réaction et l'énergie des photons émis lors de sa désexcitation peut être réalisée en sélectionnant les photons d'une gamme d'énergie donnée et de regarder le spectre d'énergie d'excitation associé. Les spectres

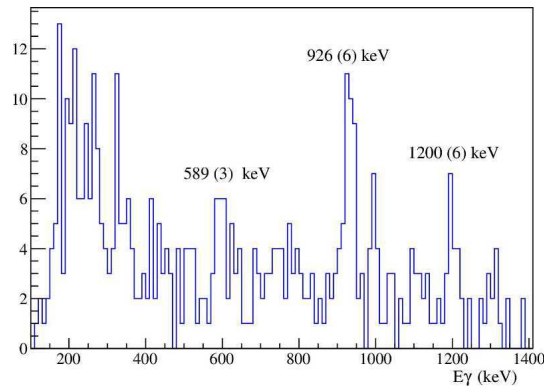


FIGURE 4.18: Spectre photon obtenu avec un faisceau de ^{34}Si pour les énergies d'excitation comprises entre 7.0 MeV et 8.6 MeV.

d'énergie d'excitation obtenus en sélectionnant les raies observées précédemment sont représentés Fig. 4.19 et Fig. 4.20 respectivement pour les états liés et non liés.

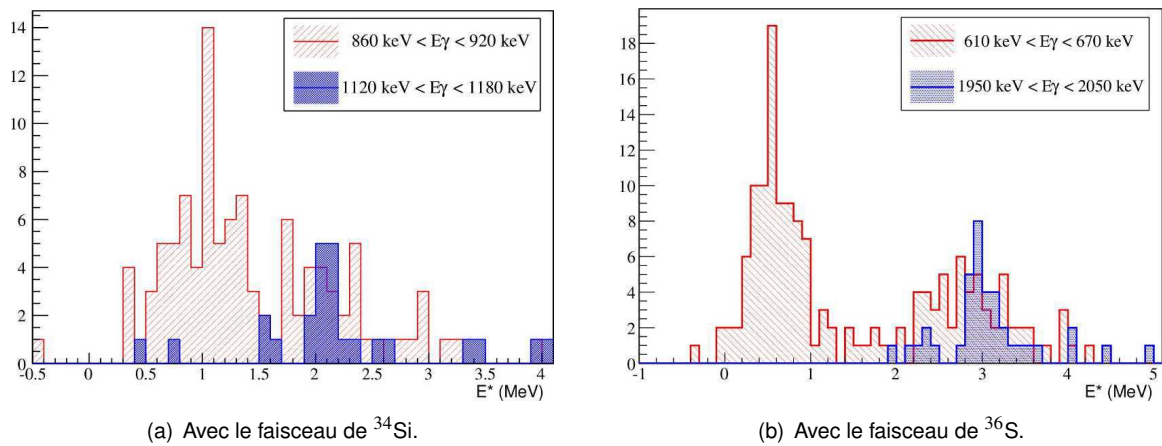


FIGURE 4.19: Spectre d'énergie d'excitation en sélectionnant les photons des raies gammas observées pour les états liés.

Dans le cas du ^{35}Si . La figure Fig. 4.19(a) présente le spectre d'énergie d'excitation obtenu pour le ^{35}Si en sélectionnant les photons correspondants au pic à 910 keV (courbe rouge hachurée) ou ceux du pic à 1130 keV (courbe bleue pleine). On remarque que les photons de 910 keV sont émis pour une grande gamme en énergie d'excitation, allant de 0.2 à 3.5 MeV, tandis que seuls les événements pour lesquels l'énergie d'excitation est comprise entre 1.4 et 2.5 MeV peuvent avoir un photon de 1130 keV émis en coïncidence. Ceci montre bien que le deuxième état excité (à environ 2.0 MeV) se désexcite par l'émission de deux photons : un photon de 1130 keV qui correspond à la décroissance du second état excité vers le premier état excité puis un photon de 910 keV qui correspond à la désexcitation du premier état excité. L'état fondamental est un état de spin $7/2^-$ tandis que le premier état excité est un état de spin $3/2^-$ [20]. De ce fait, on peut s'attendre à ce que le spin du deuxième état excité soit un spin $3/2^-$.

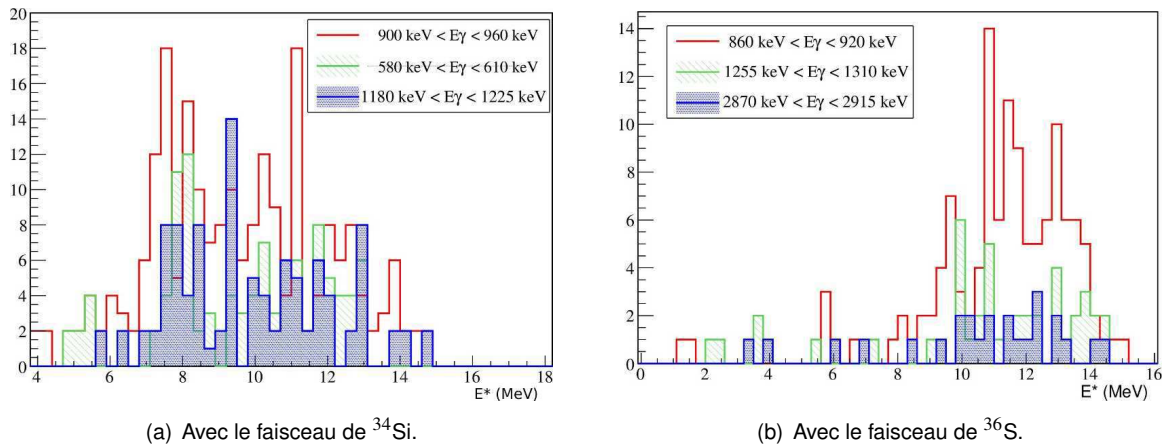


FIGURE 4.20: Spectre d'énergie d'excitation en sélectionnant les photons des raies gamma des états non-liés.

ou $1/2^-$. En effet, si le second état était un état de spin $5/2^-$, sa décroissance serait préférentiellement une décroissance directe vers l'état fondamental. Il est un peu plus compliqué de faire la correspondance entre les raies de décroissance du ^{34}Si observées et l'énergie d'excitation. En effet, un neutron est émis lors de ce processus et il peut emporter plus ou moins d'énergie et de moment angulaire. On peut néanmoins remarquer qu'il est nécessaire d'avoir une énergie d'excitation légèrement supérieure pour observer la raie à 1191 keV que celle à 590 keV ou que celle à 929 keV (figure Fig. 4.20(a)). La raie à 929 keV correspond à la désexcitation de l'état à 4255 keV vers l'état à 3326 keV du ^{34}Si , ce qui correspond à une énergie d'excitation du ^{35}Si de 6.72 MeV (2.47 MeV + 4.25 MeV). C'est donc le seuil en énergie d'excitation pour que cette raie soit observable. Bien que l'énergie observée du seuil semble légèrement supérieure à celle attendue, on remarque le bon accord avec le résultat de la figure Fig. 4.20(a) pour les différentes raies observées. Le fait d'avoir un seuil en énergie légèrement supérieur peut-être s'expliquer par la sélection en moment angulaire de la décroissance qui va favoriser la décroissance vers l'état fondamental du ^{34}Si .

Dans le cas du ^{37}S . La figure Fig. 4.19(b) montre le spectre d'énergie d'excitation obtenu pour un faisceau de ^{36}S en sélectionnant les photons correspondant au pic à 645 keV (courbe rouge hachurée) ou ceux du pic à 1991 keV (courbe bleue pleine). Cette figure illustre parfaitement que la décroissance du second état excité se fait par l'intermédiaire du premier état excité. En effet, pour les états ayant des énergies comprise entre 2.0 et 4.0 MeV, on constate que des photons de 645 keV et de 1991 keV sont émis, tandis que le premier état excité décroît vers l'état fondamental par émission de photons de 645 keV. Les photons de 645 keV sont issus de la décroissance de l'état $3/2^-$ vers l'état fondamental qui est un état $7/2^-$. Les états compris entre 2.0 et 4.0 MeV étant des états $1/2^-$ ou $3/2^-$, ils vont décroître par l'intermédiaire de l'état $3/2^-$. En effet, les transitions $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ ou $1/2^- \rightarrow 3/2^-$ sont préférées à la décroissance vers le fondamental (décroissance $3/2^- \rightarrow 7/2^-$ ou $1/2^- \rightarrow 7/2^-$). Cela ne serait pas le cas si ces états étaient de spin $5/2^-$ par exemple.

Si on sélectionne les raies du ^{36}S , on obtient les spectres d'énergie d'excitation de la figure Fig. 4.20(b). Tout comme pour le ^{34}Si , même si l'énergie nécessaire pour peupler les différentes états semble légèrement supérieure à celle attendue, on retrouve un bon accord avec les spectres observés et le

schéma de niveau du ^{36}S .

4.2.3 Résultat cible épaisse.

L'acquisition sur la cible épaisse au centre des détecteurs EXOGAM a été réalisée dans le but de maximiser l'efficacité de détection des photons. L'unique désavantage de cette méthode est d'avoir une cible si épaisse qu'il est impossible de reconstruire le spectre d'énergie d'excitation correctement. En effet, dans le cas de la cible épaisse, les protons ne peuvent sortir de la cible que si la réaction a lieu au début de la cible. Ainsi, l'hypothèse de réaction au centre de cible (voir partie 3.2) n'est plus applicable ici. L'étude de ces données permet cependant de montrer que les deux raies à 910 keV et à 1130 keV appartiennent indiscutablement à la même cascade de désexcitation.

La figure Fig. 4.21 présente le spectre obtenu à l'aide des détecteurs EXOGAM dans cette configuration "cible épaisse". Autant la raie à 910 keV est clairement identifiable sur cette figure, autant il n'est pas possible de distinguer de pic aux alentours de 1130 keV. Pour ce spectre, la seule condition réalisée ici d'avoir un proton dans un détecteur de particule chargé ayant une énergie d'excitation supérieure à -5 MeV. Cette limite à -5 MeV permet de sélectionner principalement les réactions de transfert. Le fait d'utiliser une cible si épaisse va favoriser les états de faible énergie d'excitation pour lesquels l'énergie des protons émis est plus élevée. Une plus grande proportion va alors avoir une énergie suffisante pour sortir de la cible et être détecté par les MUST2 ou le S1.

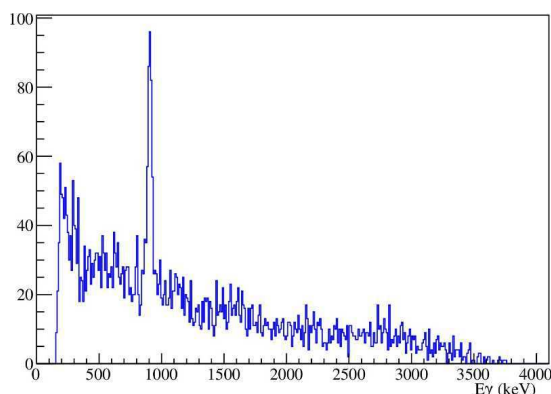


FIGURE 4.21: Spectre gamma résultant de l'analyse des données obtenues avec la cible épaisse au centre des EXOGAM.

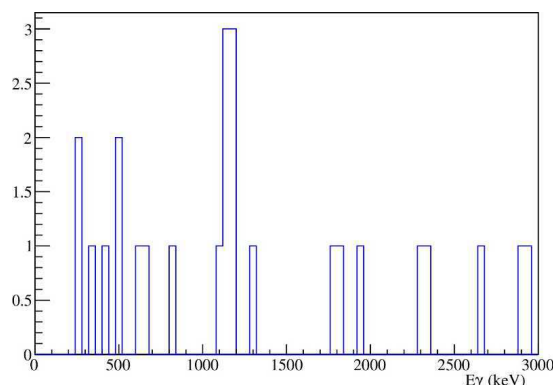


FIGURE 4.22: Spectre gamma obtenu en coïncidence avec la raie à 910 keV (en considérant l'intervalle $[890, 930]$). Du à la faible statistique, le pas de l'histogramme est de 40 keV.

La figure Fig.4.22 montre le spectre gamma obtenu en sélectionnant les photons en coïncidence avec la raie à 910 keV. Malgré la faible statistique, la coïncidence entre la raie à 910 keV et celle à 1128 keV est clairement visible. Cela nous permet alors d'affirmer qu'il existe un état excité du ^{35}Si à 2.040(4) MeV qui était inconnu jusqu'à présent. De plus, comme cet état se désexcite par l'intermédiaire de l'état $3/2^-$ à 910 keV et qu'aucune transition directe n'est observée, on peut également supposer que cet état est de spin $1/2^-$ ou $3/2^-$. L'étude de la distribution angulaire de cet état va permettre de lui assigner un moment angulaire comme nous allons le montrer dans la suite.

4.3 Etude des réactions de cassure de deuteron.

4.3.1 Contribution maximale des réactions de cassure du deuteron.

Dans la partie 3.8 nous avons montré la simulation réalisée pour estimer la contribution de la cassure du deuteron au spectre d'énergie d'excitation. Nous avons également montré l'effet du dispositif expérimental sur l'allure du spectre ainsi que l'effet de considérer une cassure élastique ou inélastique.

Dans le cas de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$, l'étude du spectre d'énergie d'excitation obtenu à l'aide des détecteurs de particules chargées montre que les énergies d'excitation comprises entre 2.5 et 4.0 MeV sont faiblement peuplées. De plus, il semblerait qu'aucune structure (pic) n'y apparaisse. Nous considérons donc que cette partie du spectre d'énergie d'excitation est uniquement peuplée par le mécanisme de cassure élastique du deuteron. Quoiqu'il en soit, cette partie permet de fixer une valeur supérieure de l'amplitude de la cassure élastique du deuteron comme on peut le voir sur la figure Fig. 4.23.

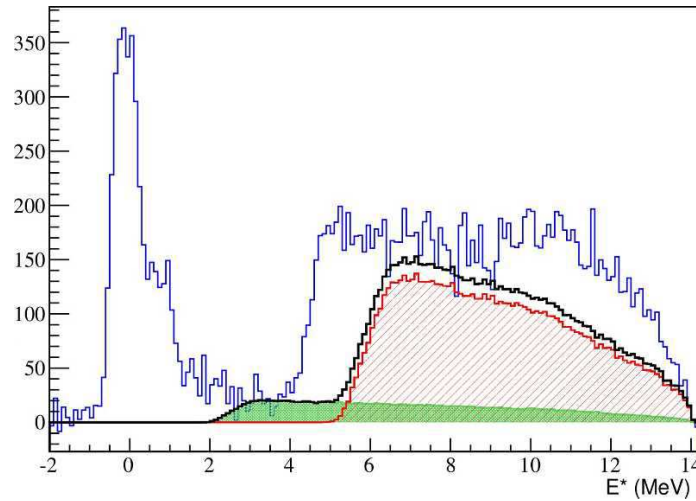


FIGURE 4.23: Spectre d'énergie d'excitation obtenu dans le cas du faisceau de ^{34}Si . En vert, est représenté la contribution estimée de la cassure élastique du deuteron. En rouge hachurée est représentée l'estimation maximale de la cassure inélastique du deuteron vers le premier état excité du ^{34}Si ($E_{^{34}\text{Si}}^*(2^+) = 3.3 \text{ MeV}$). La courbe noire est la somme de ces deux contributions.

La figure Fig. 4.23 montre les contributions dans le cas de la cassure élastique (courbe verte pleine) et dans le cas d'une cassure inélastique qui excite le noyau incident de ^{34}Si vers le premier état 2^+ à 3.3 MeV d'énergie d'excitation (courbe rouge hachurée). Comme indiqué précédemment, on remarque que seule la cassure élastique du deuteron peut être responsable des événements compris entre 2.5 et 4.0 MeV. A partir des énergies d'excitation supérieures à 5.5 MeV, la cassure inélastique du deuteron peut avoir lieu. Il est nettement plus compliqué d'estimer cette contribution et de savoir quel état excité du ^{34}Si est peuplé durant la cassure inélastique du deuteron et en quelle proportion. Sachant que le premier état excité du ^{34}Si a une énergie d'excitation de l'ordre de 3 MeV d'énergie d'excitation (3.3 MeV pour le 2^+ comme illustré Fig. 4.23 et 2719(3) keV pour l'état isomère 0_2^+), la partie du spectre comprise entre 4.0 et 5.5 MeV ne peut pas être décrite par des réactions de cassure du deuteron. La contribution au-dessus de la cassure du deuteron (représentée en vert) observée entre 4 et 6 MeV est due à la présence d'un état non lié résonant du ^{35}Si . Il est normal de n'avoir obtenu aucune indication sur cet état par l'étude des

photons : étant au-delà du seuil d'énergie de séparation d'un neutron et inférieur à l'énergie nécessaire pour peupler le premier état excité du ^{34}Si , il va décroître de préférence directement sur l'état fondamental du ^{34}Si par émission d'un neutron. La figure Fig. 4.13 de la partie précédente, met en évidence le déficit de photons pour ces énergies d'excitation. Nous reviendrons à l'étude de cet état dans la partie 4.4.

4.3.2 Estimation de la distribution angulaire expérimentale de la réaction de cassure élastique du deuteron.

La simulation effectuée pour estimer la cassure du deuteron considère une distribution angulaire isotrope dans le centre de masse. Que cette distribution soit expérimentalement isotrope ou non, le profil du spectre d'énergie d'excitation de la cassure élastique du deuteron sera correctement reconstruit pour un angle θ donné. La section efficace de la cassure élastique du deuteron est contrainte expérimentalement. Pour ce faire, un ajustement de la courbe simulée a été fait sur les données expérimentales entre 3.0 et 4.0 MeV pour différentes tranches angulaires. Cet intervalle a été choisi afin de s'affranchir des contributions des pics alentours. La figure Fig. 4.24 montre le résultat de cet ajustement pour la tranche angulaire comprise entre 156° et 169° dans le référentiel du laboratoire.

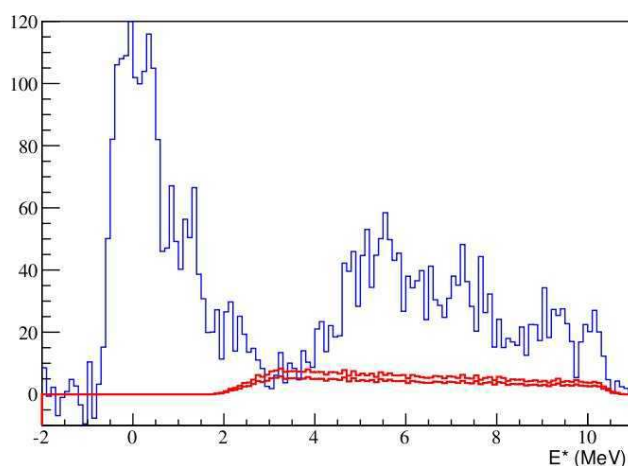


FIGURE 4.24: Ajustement de la contribution de la cassure élastique du deuteron aux données expérimentales pour des angles d'émission proton compris entre 156° et 169° dans le référentiel du laboratoire. En rouge, la courbe simulée ajustée $\pm \sigma$.

Un soin particulier a été apporté afin de s'affranchir de la perte d'efficacité de détection des protons de faible énergie et qui donne la pente à haute énergie d'excitation dans le spectre (causé par l'épaisseur de la cible et les zones mortes des détecteurs de particules chargées). La figure Fig. 4.25 présente la distribution angulaire de la cassure élastique du deuteron obtenue expérimentalement. A titre de comparaison, la courbe rouge montre le profil d'une distribution angulaire observée dans le référentiel du laboratoire si la réaction est isotrope dans le centre de masse.

On peut remarquer que les incertitudes sont assez importantes (de l'ordre de 20%). Il est vrai que de nombreux effets contribuent à celles-ci. L'erreur la plus importante vient de l'estimation de l'amplitude de la contribution de la cassure élastique au spectre d'énergie d'excitation. Cela est causé par la faible statistique comprise entre 2.5 et 4.0 MeV d'énergie d'excitation.

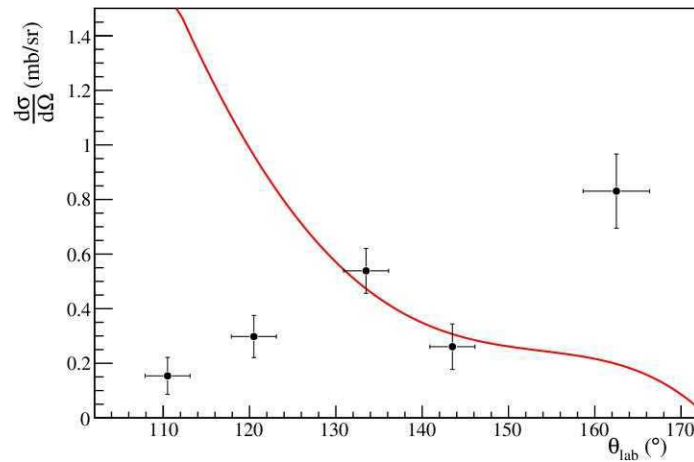


FIGURE 4.25: Section efficace différentielle pour la réaction de cassure élastique du deuteron lors de la réaction avec un faisceau de ^{34}Si à 20 A.MeV. La courbe rouge montre l'allure qu'on observerait si la réaction était isotrope dans le centre de masse.

La comparaison entre le courbe rouge et les données expérimentales montre cependant clairement que le choix d'une distribution isotrope dans le centre de masse n'est pas valable.

4.3.3 Conclusion sur l'importance de la cassure du deuton.

Le cas particulier de la réaction sur le ^{34}Si permet de déterminer facilement une valeur supérieure de la section efficace de cassure élastique du deuton grâce à l'absence d'état du ^{35}Si entre 2.5 et 4.0 MeV d'énergie d'excitation. Cela permet également de mettre en évidence la distribution angulaire de cette cassure élastique du deuton. Il est impossible d'obtenir une estimation précise de la section efficace de cassure inélastique. Pour cela, il serait nécessaire de pouvoir différencier les événements de cassure inélastique de deuton de ceux de transfert vers un état non lié du ^{35}Si . L'unique moyen de différencier ces deux voies nécessite la détection en coïncidence des neutrons émis ainsi qu'une identification précise de l'éjectile lourd. En plus d'être expérimentalement très délicat, cela nécessiterait de faire d'importantes modifications au dispositif expérimental.

Néanmoins, cette étude nous a permis de montrer que la distribution angulaire de cassure élastique du deuton est loin d'être isotrope dans le centre de masse. Intuitivement il semble évident que cela ne soit pas le cas. En effet, le deuton ayant une énergie de liaison très faible (2.2 MeV) il est facilement cassable, notamment par excitation coulombienne. Cette réaction pouvant être très périphérique, il semble intuitif que la distribution angulaire de cassure du deuton soit décorrélée de la position relative avec l'ion incident ce qui laisserait penser que la distribution de cassure élastique du deuton est plutôt isotrope dans le référentiel du laboratoire (référentiel du deuton en voie d'entrée). Cela est plus proche de la tendance observée sur la figure ci-dessus.

4.4 Distributions angulaires pour les différents états observés.

Comme indiqué dans la section 1.7, les calculs DWBA permettent de décrire précisément l'allure et l'amplitude des sections efficaces différentielles de réaction dans le cas de réactions de transfert. La comparaison de l'allure des sections efficaces différentielles calculées et expérimentales permet de connaître le moment angulaire (L) du neutron transféré lors de la réaction tandis que le rapport des deux sections efficaces permet d'extraire les facteurs spectroscopiques. Dans une réaction de transfert (d,p), le neutron est dans un état de moment angulaire nul en voie d'entrée. Ainsi, le moment angulaire du neutron transféré et celui de l'orbite peuplée sont identiques.

La partie 3.9 détaille la méthode expérimentale utilisée pour déterminer la distribution angulaire de la section efficace. Détaillons dans un premier temps la méthode employée pour mesurer le nombre d'ions incidents sur la cible durant la période d'acquisition de données. Nous présenterons brièvement les sections efficaces observées pour les réactions sur le carbone. Dans un deuxième temps, nous détaillerons les choix pratiques qui ont été réalisés pour calculer les sections efficaces DWBA. Finalement, les moments angulaires et facteurs spectroscopiques des principaux états observés seront discutés pour le ^{37}S puis le ^{35}Si .

4.4.1 Estimation du nombre d'ions incidents.

Les différents détecteurs utilisés dans le dispositif expérimental sont tous connectés, soit directement soit par l'intermédiaire d'un module de division, aux lecteurs d'échelles. Les échelles permettent de compter le nombre d'événements détectés par un détecteur, que celui-ci soit validé ou non par l'utilisateur (par le trigger). Ceci permet un comptage précis du nombre d'événements détectés. Les échelles sont codées périodiquement toutes les dix minutes et également au début et à la fin de chaque fichier de données. Cela permet, entre autres, un contrôle précis de l'intensité du faisceau. Deux échelles sont également reliées à un "pulser" d'une fréquence de 100 Hz qui envoie un signal directement sur les échelles. Une autre échelle compte le nombre d'événements "pulser" qui sont validés par l'acquisition. Cela permet d'estimer le temps mort de l'électronique d'acquisition. Par ailleurs, une sélection est faite sur la taille de la tache faisceau : 5.3(3)% des événements sont rejetés par cette sélection (voir section 3.6). Pour le faisceau de ^{36}S , la sélection sur la tache faisceau rejette 10.5(3) % des événements. De la sorte, le nombre d'ions incidents considérés N_{inc} dans la suite sera :

$$N_{inc} = \alpha_{cut} \alpha_{TM} N_{echelle} \quad (4.3)$$

où α_{cut} , α_{TM} indiquent respectivement le pourcentage d'ions sélectionnés et le pourcentage de temps mort de l'acquisition. Le tableau 4.2 récapitule les mesures de ces différentes grandeurs lors des différentes étapes de l'expérience.

Configuration	$N_{echelle}$	α_{TM}	N_{inc}
^{36}S sur cible de CD_2 .	$1.008 \cdot 10^{10}$	85.1 (2.4) %	$7.68(30) \cdot 10^9$
^{34}Si sur cible de CD_2 .	$2.385 \cdot 10^{10}$	83.4 (1.8) %	$1.883 (40) \cdot 10^{10}$
^{34}Si sur cible de C.	$8.539 \cdot 10^9$	81.4 (3.4) %	$6.58(28) \cdot 10^9$

TABLE 4.2: Grandeurs servant à l'estimation du nombre d'ions incidents dans les différentes configurations utilisées durant l'expérience.

4.4.2 Distribution angulaire du fond carbone.

A partir des données obtenues avec la cible de carbone pur, il est possible d'estimer la section efficace de réaction sur le carbone. La figure Fig. 4.26 présente la distribution angulaire de la section efficace de réaction sur le carbone en fonction de l'énergie d'excitation. On constate que les réactions

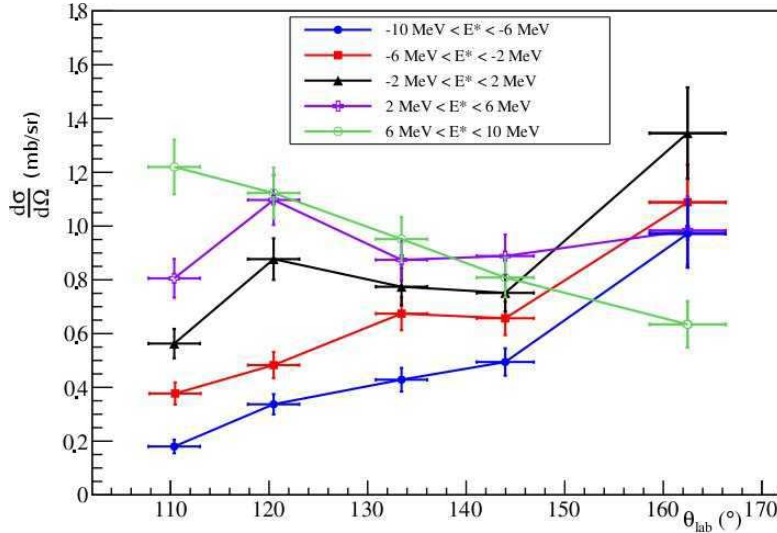


FIGURE 4.26: Distribution angulaire des réactions sur le carbone pour différentes sélections en énergie d'excitation.

sur le carbone favorisent légèrement les émissions aux angles arrières pour les énergies d'excitation inférieure à 2 MeV. Pour les énergies d'excitation supérieures à 2 MeV, la section efficace chute fortement aux angles arrières. Cela s'explique par le fait que seule une partie des protons de faibles énergies est détectée à cause de l'épaisseur de la cible et des zones mortes des détecteurs de particules chargées (voir partie 3.4).

Cette étude des réactions sur le carbone met en évidence la forte dépendance des taux de réactions en fonction de l'angle et de l'énergie d'excitation reconstruite. Ceci conditionne donc fortement la méthode utilisée pour soustraire la contribution du fond carbone lors de l'étude des données issues des réactions sur la cible de polyéthylène deutérée. En effet, on pourrait être tenté d'estimer le fond carbone sur un intervalle angulaire et un intervalle en énergie d'excitation légèrement supérieure afin de réduire les incertitudes dues à la faible statistique. La forte dépendance de la section efficace avec l'énergie d'excitation et l'angle d'émission nous oblige à nous restreindre au même intervalle angulaire et énergétique par pic sélectionné.

4.4.3 Choix des potentiels optiques pour les calculs DWBA.

Pour cette analyse, le code de calcul DWBA nommé TWOFNR a été utilisé [53, 43]. Ce code est relativement simple à utiliser car une sous-routine intitulée FRONT10 guide l'utilisateur pour le choix des différents paramètres, dont notamment le choix des paramètres des potentiels optiques.

Les paramètres des potentiels optiques sont les ingrédients de base du calcul DWBA. Il convient de les choisir consciencieusement. La sous-routine FRONT10 incorpore déjà les principales tables de

potentiels optiques [54, 55, 56, 57]. Ces potentiels ont été ajustés afin de reproduire efficacement les données expérimentales de diffusion élastique.

Le deuteron est composé de deux nucléons faiblement liés. Comme l'énergie de séparation entre le proton et le neutron est de 2.224 MeV, le deuteron peut facilement se séparer en ces deux constituants sous l'effet d'un potentiel nucléaire. L'extraction des facteurs spectroscopiques (p,d) et (d,p) en utilisant les calculs des réactions DWBA n'est généralement pas très fiable, notamment à des énergies incidentes élevées, en raison du traitement inadéquat de l'effet de cassure du deuteron. Johnson et Soper [58] ont étendu la théorie DWBA en intégrant l'approximation adiabatique de rupture du deuteron. Dans cette approximation, l'interaction deuteron-noyau est supposée être la somme des potentiels optiques d'un seul nucléon avec le noyau à une énergie cinétique incidente égale à la moitié de celle du deuteron. Les potentiels optiques utilisant cette approximation adiabatique inclus dans la sous-routine FRONT10 sont les potentiels Johnson-Soper [58] et Johnson-Tandy [59].

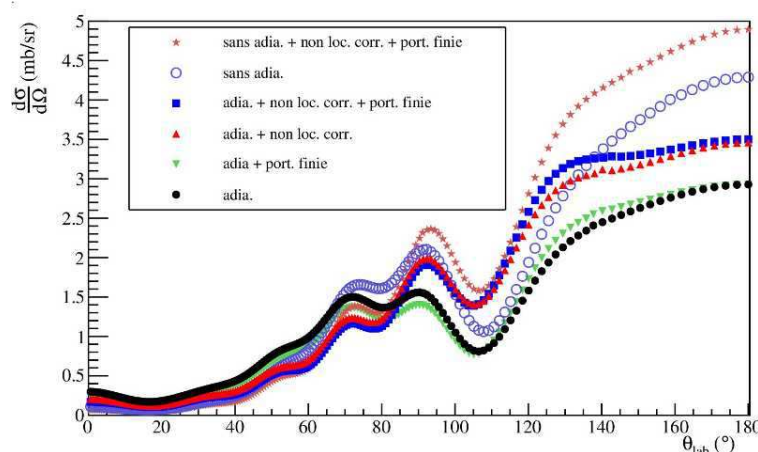


FIGURE 4.27: Sections efficaces obtenues à l'aide de TWOFNR pour le transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ vers l'état fondamental $1f_{7/2}$ du ^{37}S . "adia." signifie que l'approximation adiabatique a été considérée. "non lo. corr." signifie qu'une correction des effets de non localité a été prise en compte. De même, "port.finie" signifie que la correction de portée finie est réalisée.

TWOFNR réalise le calcul DWBA en considérant les nucléons et le deuteron comme ponctuels. Une option de TWOFNR permet de corriger de cet effet en convoluant les potentiels optiques d'interaction par une gaussienne de largeur β_{NL} . Cette largeur vaut 0.85 fm pour les nucléons [60] et de 0.54 fm pour le deuteron.

TWOFNR réalise le calcul DWBA avec l'approximation de portée nulle ou à portée finie. La première approximation suppose dans le cas de la réaction (d,p) que le proton est émis à l'endroit précis où le deuteron est absorbé. L'approximation de portée finie considère une distance non nulle d'interaction. Cet intervalle a été choisi à 0.745712 fm. L'approximation de portée finie semble la plus appropriée pour étudier les réactions de transfert (d,p) : nous l'utiliserons donc dans la suite [61].

La figure Fig. 4.27 montre l'impact de ces différents paramètres sur l'allure et l'amplitude de la section efficace de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ vers l'état fondamental $1f_{7/2}$ du ^{37}S . Considérer ou non les différentes approximations et corrections a un effet important sur les sections efficaces calculées comme on peut le remarquer figure Fig. 4.27.

4.4.4 Étude des états liés du ^{37}S .

La figure Fig. 4.28 présente les spectres d'énergie d'excitation obtenus pour différentes sélections angulaires. Les spectres d'énergie d'excitation ont été ajustés à l'aide d'une fonction à six pics. Les largeurs des différents pics ont été limitées à environ 5% des valeurs obtenues avec la simulation de la partie 3.4.

Seules les sections efficaces des états fortement peuplés ont été étudiées. Les résultats obtenus sont présentés figure Fig. 4.29.

L'assignement en spin de ces états étant déjà réalisé par des expériences antérieures (voir partie 1.6), on sait que l'état fondamental est un état $1f_{7/2}$, le premier état excité est un état $2p_{3/2}$ et que l'état à 2.64 MeV est un état $2p_{1/2}$. Les résultats expérimentaux ont été ajustés par les sections efficaces obtenues par calcul DWBA pour ces moments angulaires. L'accord entre les prédictions des calculs DWBA et les résultats expérimentaux sont excellents.

Cet ajustement permet de déterminer les facteurs spectroscopiques. Le tableau Tab. 4.3 compare les facteurs spectroscopiques obtenus ici avec ceux de la littérature.

	C2S(2j+1)			ce travail $E_d = 37.4 \text{ MeV}$
	[23] $E_d = 12.3 \text{ MeV}$	[24] $E_d = 20 \text{ MeV}$	[25] $E_d = 25 \text{ MeV}$	
$E^* = 0.0 \text{ MeV}$	7.33	5.54	6.16	5.54
$E^* = 0.645 \text{ MeV}$	2.80	1.75	2.62	2.11
$E^* = 1.395 \text{ MeV}$	0.28	0.13	0.22	
$E^* = 1.991 \text{ MeV}$	0.30	0.13	0.15	
$E^* = 2.640 \text{ MeV}$	1.61	0.97	1.54	1.37
$E^* = 3.261 \text{ MeV}$	0.43	0.34	0.60	
...	

TABLE 4.3: Tableau récapitulatif des facteurs spectroscopiques des principaux états de ^{37}S qui sont peuplés par les réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ de la littérature comparés à ceux obtenus ici. Pour ce travail, l'incertitude sur les facteurs spectroscopiques est d'environ 15%.

Il est communément admis qu'une étude par réaction de transfert ne permet pas d'obtenir un facteur spectroscopique à mieux que 15 %. Les facteurs spectroscopiques déterminés ici sont en accord avec la littérature. Par ailleurs, le facteur spectroscopique obtenu pour l'état à 2.6 MeV peut être légèrement surestimé par le fait d'avoir de nombreux états proches. En effet, à une telle énergie d'excitation, les pics sont fortement élargis par le dispositif expérimental et il est pratiquement impossible de séparer deux états séparé d'environ 500 keV.

On constate dans le tableau Tab. 4.3 qu'il existe des variations significatives des facteurs spectroscopiques en fonction de l'article considéré. Afin de valider notre choix de potentiel optique, les données ici de l'article [25] ont été ajustées avec le résultat d'un calcul DWBA. L'accord entre les facteurs spectroscopiques et ceux de l'article nous a conforté dans notre choix de potentiel optique.

L'accord entre les facteurs spectroscopiques obtenus ici et ceux de la littérature nous permettent d'avoir confiance en notre dispositif expérimental et la méthode d'analyse. Cela nous permet d'avoir confiance en l'assignement en moment angulaire que l'on obtiendra pour le ^{35}Si ainsi qu'en la détermination des facteurs spectroscopiques.

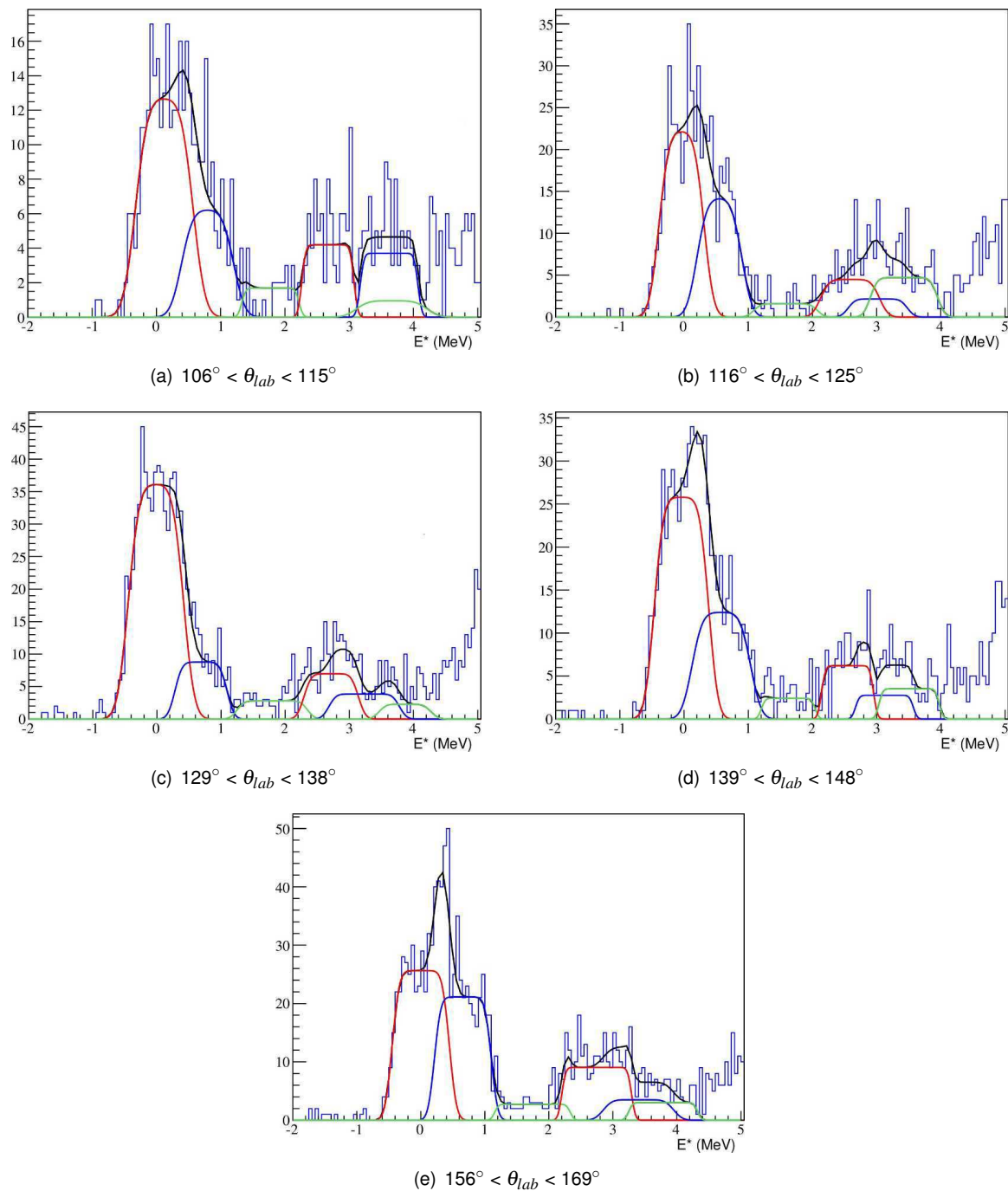


FIGURE 4.28: Spectre d'énergie d'excitation du ^{37}S pour différentes coupes angulaires. Les différentes composantes de l'ajustement sont également indiquées.

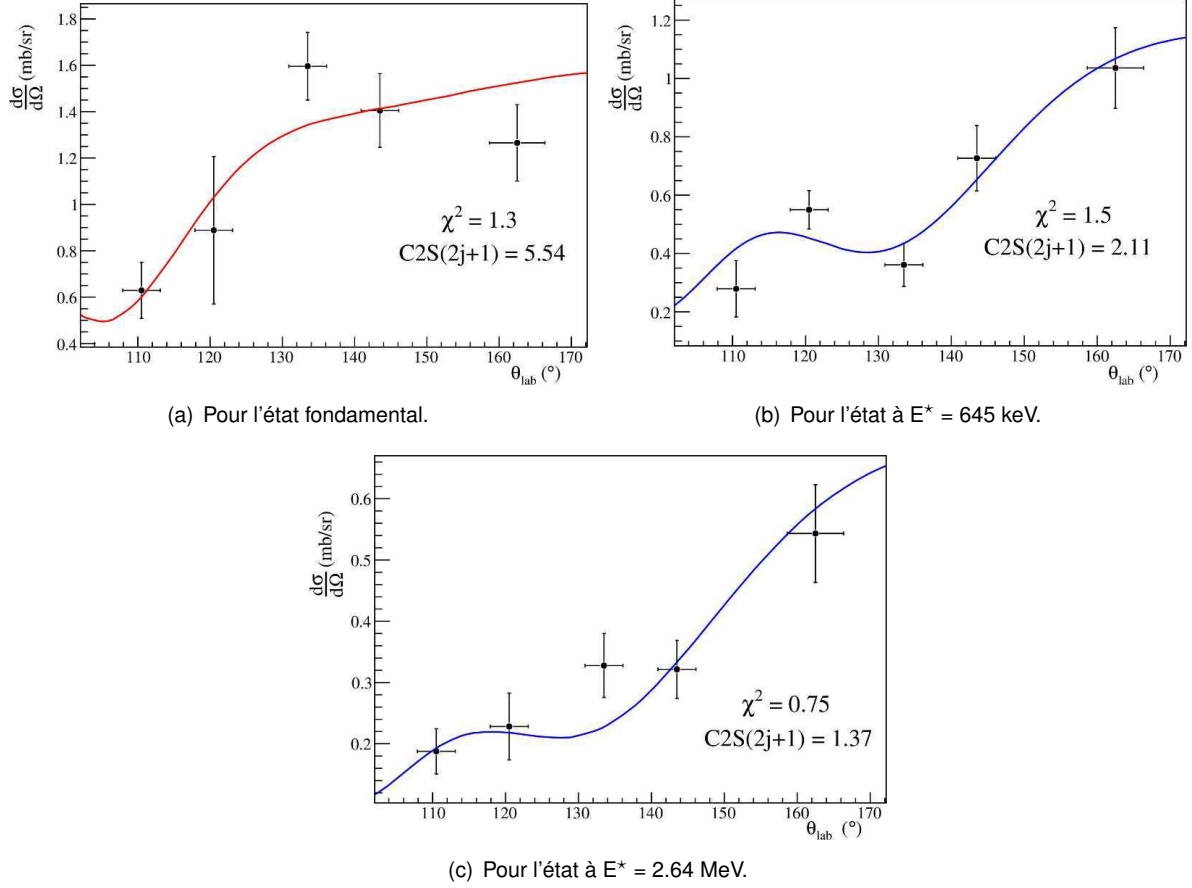


FIGURE 4.29: Sections efficaces différentielles obtenues pour la réaction $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ respectivement pour l'état fondamental, celui à 0.645 keV et 2.64 MeV. Les valeurs expérimentales sont marquées par les disques noir avec barres d'erreurs. L'ajustement par les sections efficaces résultant d'un calcul DWBA sont également représentées. En rouge est indiqué l'ajustement par une fonction de moment angulaire $\ell = 3$ tandis que le résultat pour $\ell = 1$ est représenté en bleu.

4.4.5 Étude des états liés du ^{35}Si .

La même étude a été réalisée pour l'étude des états observés du ^{35}Si .

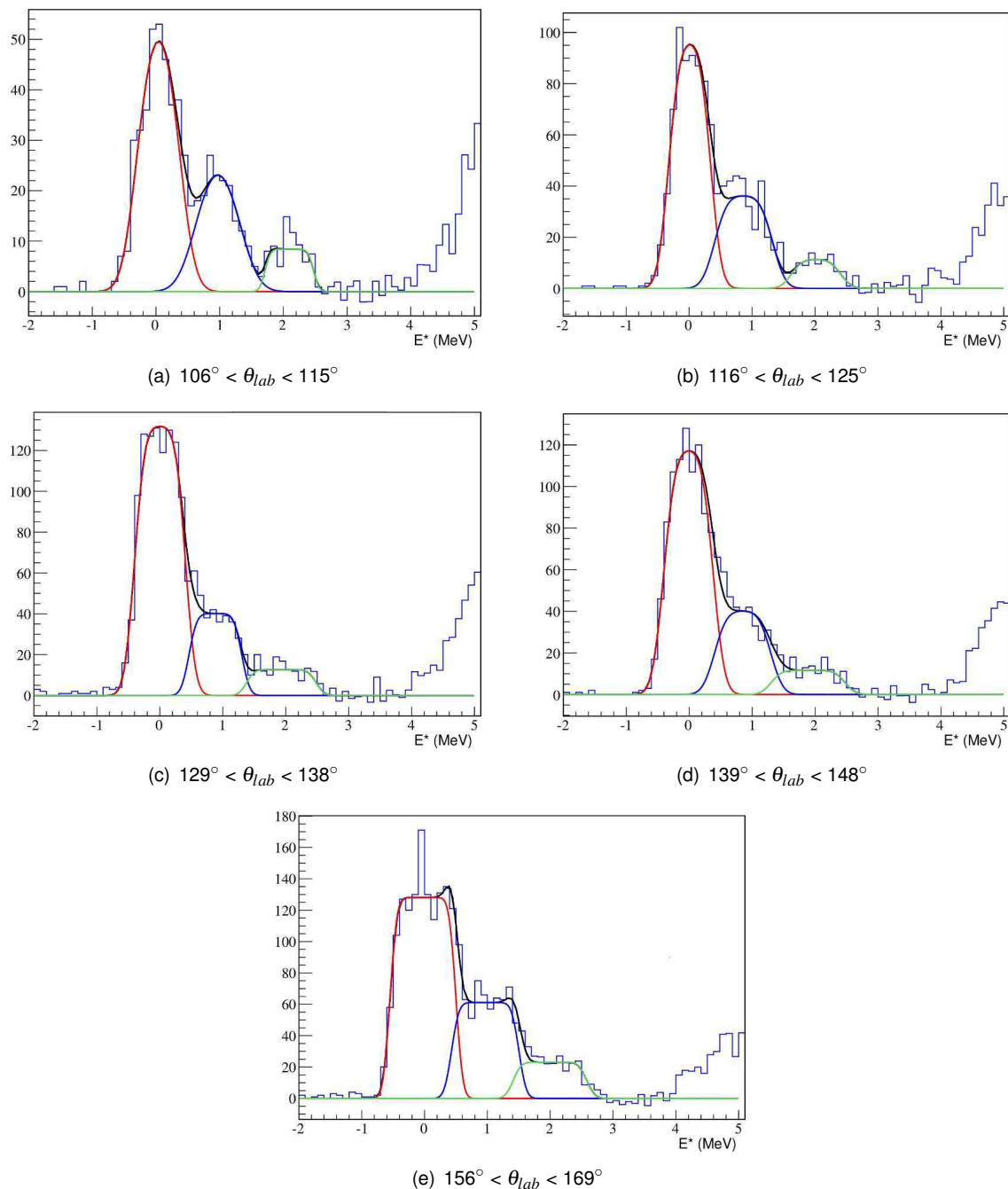


FIGURE 4.30: Spectre d'énergie d'excitation du ^{35}Si pour différentes coupes angulaires. Les différentes composantes de l'ajustement sont également indiquées.

La figure Fig. 4.30 regroupe les spectres d'énergie d'excitation obtenus pour les différentes coupures angulaires. Ces spectres ont été ajustés par une courbe à trois pics. Les sections efficaces des trois états excités détectés ont été étudiées et sont présentées figure Fig. 4.31.

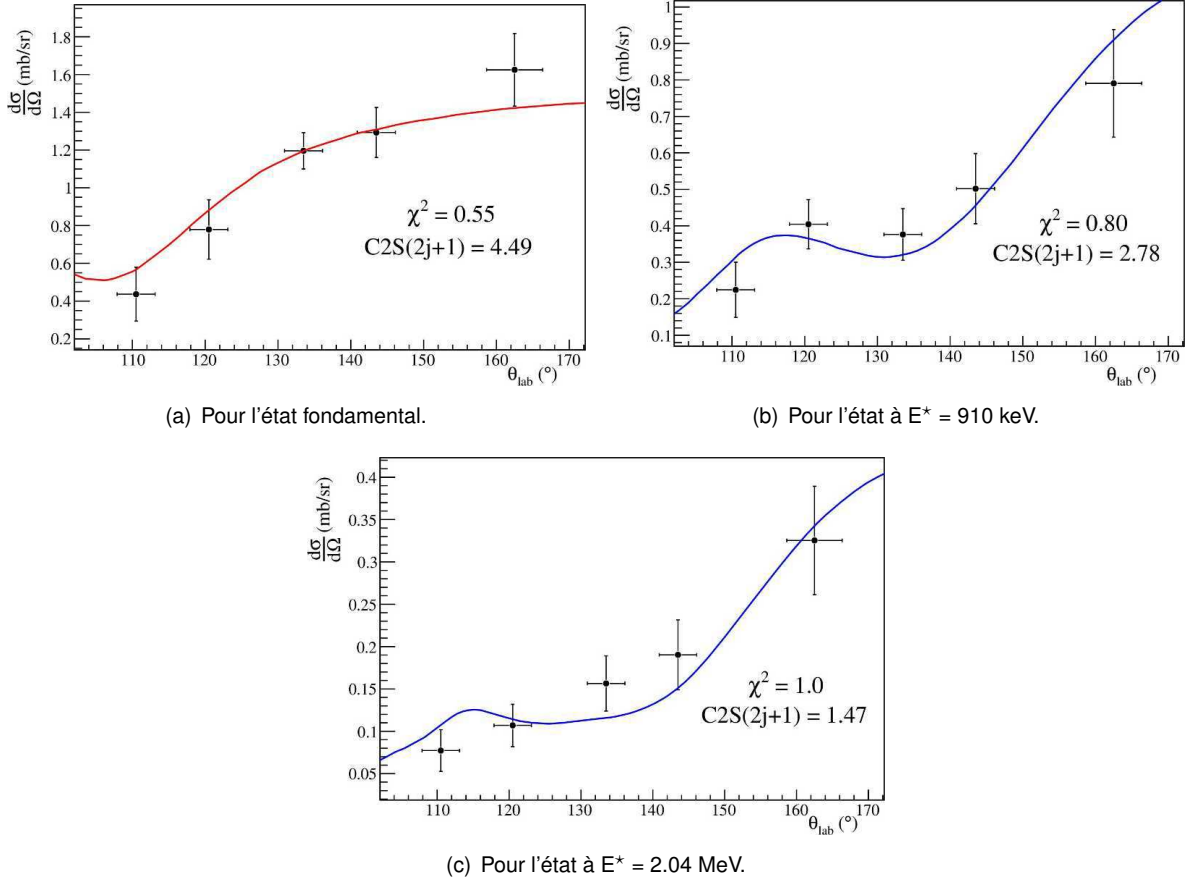


FIGURE 4.31: Sections efficaces différentielles obtenues pour la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ respectivement pour l'état fondamental, celui à 0.910 keV et 2.04 MeV. Les valeurs expérimentales sont marquées par les disques noir avec barres d'erreurs. Les ajustements par les sections efficaces résultant d'un calcul DWBA sont également représentées. L'ajustement par un état de moment angulaire égal à un est représenté par une courbe bleue tandis que l'ajustement réalisé pour $l=3$ est représenté avec une courbe rouge. Le χ^2 obtenu lors de l'ajustement ainsi que les facteurs spectroscopiques $C2S(2j+1)$ sont également indiqués.

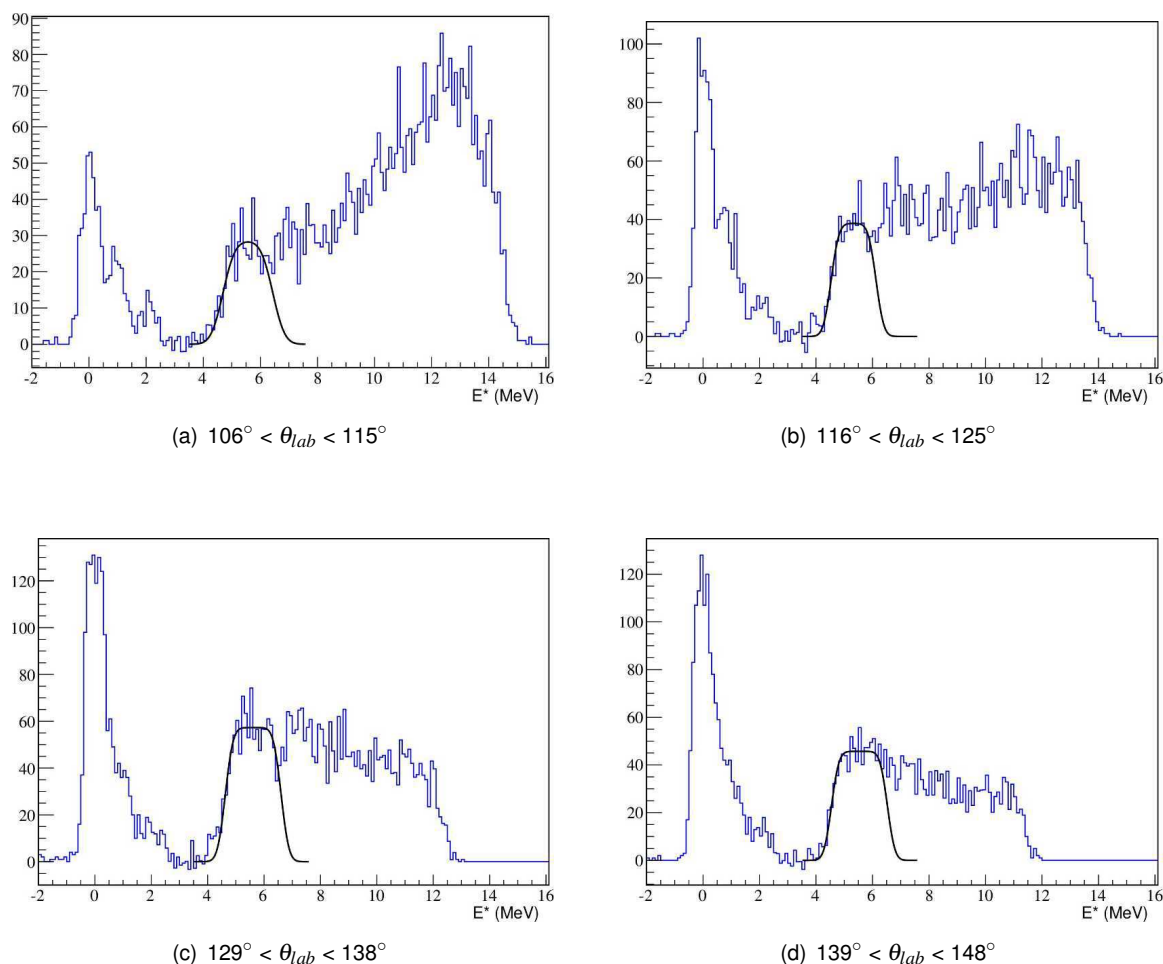
Malgré un léger désaccord pour les angles arrières, l'état fondamental est identifié comme un état ayant un moment angulaire égal à trois. Cela est en accord avec la littérature (voir partie 1.6). De la même manière, il est indéniable que l'état à 910 keV est un état de moment angulaire égal à un comme suggéré par les études précédentes. L'étude de la distribution angulaire de l'état à 2.04 MeV permet d'assigner le moment angulaire de cet état à un comme on peut le constater sur la figure.

Cette expérience permet donc de déterminer de manière indiscutable le moment angulaire des trois premiers états excités qui sont peuplés par réaction de transfert (d,p). Les facteurs spectroscopiques obtenus sont de 4.49, 2.78 et 1.47 respectivement pour l'état fondamental, le premier et le second état excité. Vu la méthode utilisée pour obtenir ces facteurs spectroscopiques, ceux-ci présentent une incerti-

tude d'environ 15 %. Dans la partie 4.4.7, l'attribution du moment cinétique total de ces états sera discuté en profondeur.

4.4.6 Étude des états non liés du ^{35}Si .

Comme discuté dans la partie 4.3, la cassure inélastique du deuton ne contribue pas du tout au spectre d'énergie d'excitation pour des énergies d'excitation inférieure à 6 MeV. La cassure élastique du deuton ne permet pas d'expliquer la présence du front montant aux énergies d'excitation d'environ 4 MeV car celle-ci est limitée par la forme du spectre entre 3.0 MeV et 4.0 MeV. Cela laisse penser qu'il existe un ou des état(s) aux alentours de 5.0 MeV. Nous avons donc ajusté le spectre d'énergie d'excitation à l'aide d'une fonction "pic" en se basant sur la forme du front montant. Le résultat de cet ajustement est présenté figure Fig. 4.32.



On constate sur cette figure que la largeur de ce pic est importante. Elle est bien plus importante que les prédictions obtenues à l'aide de la simulation. Cela peut s'expliquer si l'état en question est fragmenté comme cela est le cas pour le ^{37}S et que l'écart est inférieure au pouvoir de séparation du dispositif expérimental.

A l'aide de ces mesures, la section efficace de la figure Fig. 4.33 a été obtenue. Cette section efficace

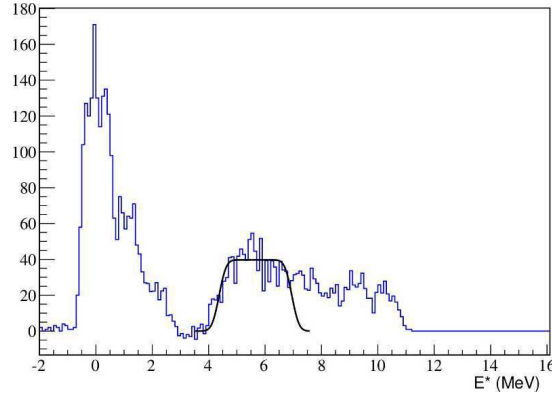
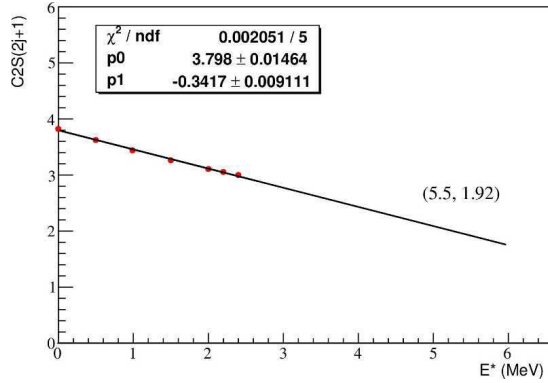
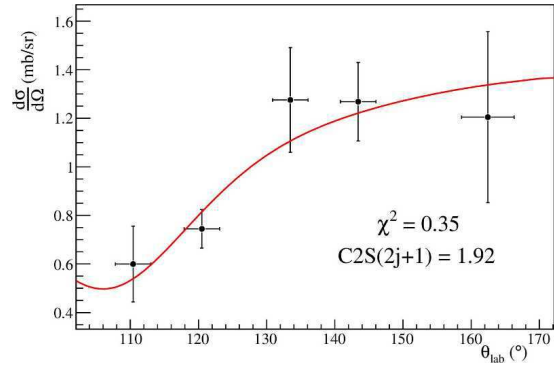
(e) $156^\circ < \theta_{lab} < 169^\circ$

FIGURE 4.32: Spectre d'énergie d'excitation du ^{35}Si pour différentes coupes angulaires. Le front montant aux environs de 5.0 MeV d'énergie d'excitation est ajusté par une fonction décrivant la forme d'un pic.



(a) Evolution du facteur spectroscopique pour des calculs réalisés à différentes énergies d'excitation. Un ajustement linéaire est également indiqué.



(b) Section efficace expérimental et ajustement obtenu pour un transfert vers un état de moment angulaire $l=3$.

FIGURE 4.33: Etude de la section efficace de l'état à 5.5 MeV d'énergie d'excitation pour le ^{35}Si .

a été ajusté à l'aide de TWOFNR. Cependant, ce code permet de calculer les sections efficaces uniquement pour des états liés. On constate que les distributions angulaires ne change pas en fonction de l'énergie d'excitation : seuls les facteurs spectroscopiques changent. L'ajustement par le résultat du calcul DWBA suggère que cet état est un état de moment angulaire égal à trois. La figure Fig. 4.33(a) montre l'évolution du facteur spectroscopique en fonction de l'énergie d'excitation. En extrapolant à 5.5 MeV, on trouve $C2S(2j+1) = 1.92$.

4.4.7 Récapitulatif des résultats de l'étude du ^{35}Si .

Le tableau Tab.4.4 résume les résultats de l'étude de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$.

A l'aide des facteurs spectroscopiques obtenus précédemment, il est possible de déduire le moment angulaire total des états à 0.91 MeV et 2.04 MeV. En effet, pour le premier état excité, le facteur spectroscopique est trop élevé pour que le moment angulaire total soit égal à $1/2$. On lui attribue donc $j = 3/2$.

E^* (MeV)	ℓ	$C2S(2j+1)$	j
0.00	3	4.49	$7/2$
0.91	1	2.78	$3/2$
2.04	1	1.47	$1/2$
5.50	3	1.92	$5/2$ ou $7/2$

TABLE 4.4: Tableau récapitulatif des résultats obtenus lors de l'étude de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. La dernière colonne correspond au moment angulaire total j déduit des facteurs spectroscopiques.

Dans l'article [20], cet état avait déjà été donné comme étant un état $j = 3/2$. Or, dans cet article, ce moment avait uniquement été déduit à partir de règles de sélection et non mesuré comme ici. Le moment angulaire total du second état excité est déduit à partir de celui du premier état excité. Comme $2.78 + 1.47 = 4.25 > 4$, il est impossible que le second état excité soit également un état $j = 3/2$. Par contre, il n'est pas possible de conclure pour les états de moments angulaires $\ell = 3$.

La figure Fig. 4.34 montre le schéma de niveau obtenu finalement pour le ^{35}Si grâce aux résultats de cette expérience.

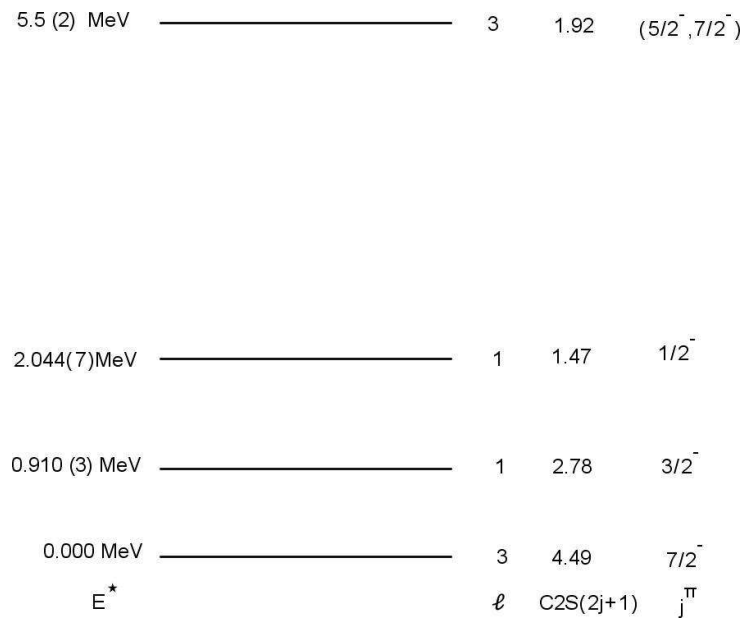


FIGURE 4.34: Schéma de niveau pour le ^{35}Si .

Interprétation des résultats : conséquence sur l'interaction spin-orbite.

Dans la partie précédente, nous avons montré les résultats expérimentaux obtenus pour les deux réactions de transfert $^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$. Dans cette partie nous allons montrer que ces expériences permettent de mettre en évidence une dépendance de l'interaction spin-orbite avec la dérivée de la densité nucléaire. Dans un deuxième temps, nous comparerons les résultats obtenus aux différents modèles théoriques. Quand cela sera possible, nous tenterons de trouver des solutions apportant des améliorations à ces différentes approches.

5.0.8 Évolution de l'écart spin-orbite entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$.

L'écart spin orbite entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ est directement l'écart en énergie entre ces deux états dans le cas d'une excitation purement simple particule. Si il y a de la fragmentation, il convient de considérer l'intégralité de la force. On détermine alors l'état "simple particule" $2p_{3/2}$ ($2p_{1/2}$) en faisant la moyenne pondérée de tous les états fragmentés ayant le même spin $2p_{3/2}$ ($2p_{1/2}$). L'écart spin orbite se détermine alors à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta E_{2p_{3/2} - 2p_{1/2}} = \frac{1}{\sum_i^{n_{3/2}} (C2S)_i} \sum_i^{n_{3/2}} (C2S)_i E_i^*(2p_{3/2}) - \frac{1}{\sum_j^{n_{1/2}} (C2S)_j} \sum_j^{n_{1/2}} (C2S)_j E_j^*(2p_{1/2}) \quad (5.1)$$

Chacun des deux termes de cette soustraction consiste en l'estimation de l'état simple particule, c'est à dire sans influence des effets collectifs. Cette estimation est réalisée en faisant la moyenne pondérée de tous les états $2p_{3/2}$ ou $2p_{1/2}$, la pondération étant le facteur spectroscopique de cet état (autrement dit sa force).

Le tableau Tab. 5.1 récapitule l'écart spin-orbite entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ des noyaux de ^{41}Ca , ^{37}S et ^{35}Si . Les résultats utilisés pour le ^{41}Ca sont issus de [62]. Ce noyau offre une comparaison particulièrement intéressante car l'intégralité de la force a été détectée dans ce noyau à l'aide d'étude de réaction de transfert (d,p) et (p,d) en cinématique directe. Pour le ^{41}Ca et le ^{37}S , la comparaison est faite entre l'écart observé entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ si on considère la totalité de la force des états ou si on ne considère que la contribution des états les plus importants. Au vu du tableau Tab. 5.1, l'influence de considérer l'intégralité de la force ou uniquement les états les plus importants induit une variation conséquente de l'écart spin-orbite $\Delta E_{2p_{3/2} - 2p_{1/2}}$. On comprend donc l'importance d'avoir un dispositif expérimental efficace pouvant détecter même les états peu peuplés lors des réactions de transfert. Pour le ^{35}Si , seule une fraction de la force des états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ a été mesurée expérimentalement. Il n'est donc pas possible de déterminer exactement l'écart entre ces états. Cependant, la fraction détectée est assez importante (plus de 70%). Ces valeurs sont environ équivalentes à celles détectées pour le ^{37}S . Cette similitude permet de comparer les écarts spin-orbite $\Delta E_{2p_{3/2} - 2p_{1/2}}$ pour les deux noyaux étudiés

	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$	$\Delta E_{2p_{3/2} - 2p_{1/2}} \text{ (MeV)}$
^{41}Ca	3.94 MeV (57 %)	1.94 MeV (54 %)	2.00
^{41}Ca	4.16 MeV (98 %)	2.50 MeV (90 %)	1.66
^{37}S	0.645 MeV (60 %)	2.640 MeV (68 %)	1.995
^{37}S	1.306 MeV (80 %)	2.759 MeV (75 %)	1.453
^{35}Si	0.910 (3) MeV (70 %)	2.044 (7) MeV (73 %)	1.134 (8)

TABLE 5.1: Tableau récapitulatif de l'écart spin-orbite pour les noyaux de ^{41}Ca , ^{37}S et ^{35}Si . Les résultats pour les noyaux de ^{41}Ca et ^{37}S sont issus de la littérature. Pour les 2^{ème} et 3^{ème} colonnes, le pourcentage d'occupation des états est indiqué entre parenthèses.

en supposant que les effets de corrélations sont proches dans les deux isotones. Si on considère uniquement les contributions des états ayant les facteurs spectroscopiques les plus importantes, l'écart, qui est de 2.0 MeV dans le ^{41}Ca et de 1.995 MeV dans le ^{37}S , passe ainsi à 1.134(8) MeV dans le ^{35}Si soit une variation de 55 %. Au vu de ce tableau, il y a donc un changement drastique de l'écart en énergie entre les deux états p partenaires spin orbite.

Une autre représentation de cette variation est indiquée figure Fig. 5.1

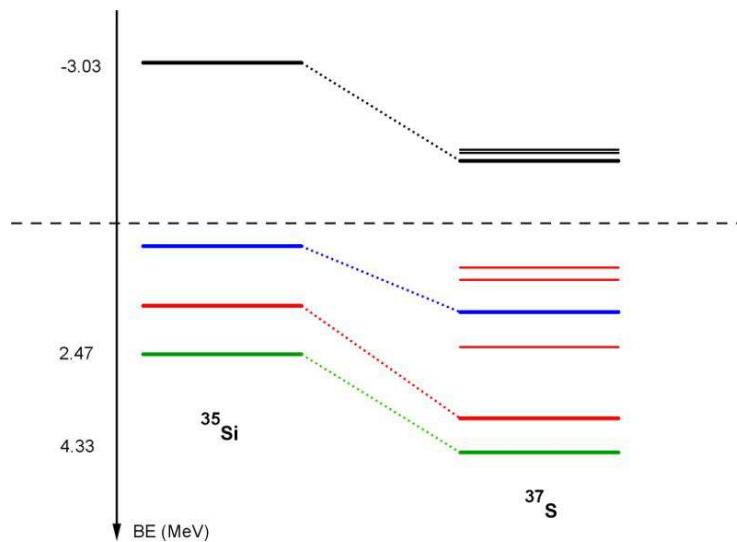


FIGURE 5.1: Évolution du schéma de niveau en fonction du numéro atomique. En rouge sont indiqués les états $2p_{3/2}$, en bleu les états $2p_{1/2}$. En vert, les états $1f_{7/2}$ sont indiqués tandis qu'en noir sont indiqués les états $1f_{5/2}$. Pour l'état à 5.5 MeV du ^{35}Si , le moment cinétique total n'est pas connu (c'est soit un état $1f_{5/2}$ soit $1f_{7/2}$). Les états ayant le facteur spectroscopique le plus important sont mis en évidence par un trait plus épais.

J'ai choisi de ne pas faire apparaître le ^{41}Ca sur cette figure à cause de l'écart important en énergie de liaison de ce noyau qui apparaît avec le remplissage de la couche proton $1d_{3/2}$. On remarque sur cette figure la différence d'évolution de l'écart spin-orbite des états 1f et 2p. En effet, si on regarde l'évolution de l'énergie des états $1f_{7/2}$ et $1f_{5/2}$ entre les noyaux de ^{37}S et ^{35}Si , on remarque que les énergies des états changent mais que l'écart en énergie de ces états est pratiquement inchangé. Cela

est totalement différent dans le cas des états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$. On constate sur cette figure que l'écart entre ces états change considérablement. On montrera dans la partie suivante que cette variation peut être expliquée par la valeur de la partie spin-orbite des monopoles d'interaction (dans l'approche du modèle en couches).

On observe donc bien une variation de l'écart entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ entre les noyaux de ^{37}S et de ^{35}Si . La principale différence entre ces états étant la déplétion centrale du profil de la densité proton, cette étude apporte donc la preuve expérimentale qu'il existe une dépendance de l'intensité de l'interaction spin-orbite avec la dérivée de la densité. Une telle observation expérimentale n'avait jamais été faite auparavant. Dans la prochaine partie, les résultats expérimentaux seront comparés aux diverses prédictions théoriques.

5.0.9 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle en couches.

Comparaison avec les calculs utilisant l'interaction M3Y. Les prédictions du modèle en couches reproduisent particulièrement bien les énergies des différents états du ^{37}S et du ^{35}Si . Les figures Fig. 5.2 et Fig. 5.3 comparent les schémas de niveau obtenus expérimentalement avec ceux issus du calcul modèle en couches.

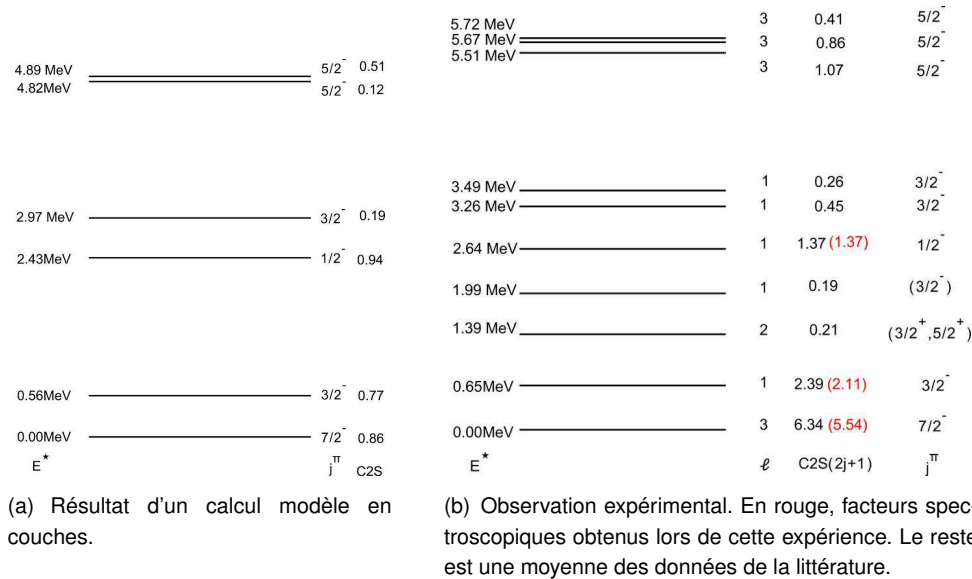


FIGURE 5.2: Comparaison du schéma de niveau obtenu expérimentalement avec celui prédit par les calculs de modèle en couches pour le ^{37}S .

Les calculs modèle en couches réalisés dans les figures Fig.5.2 et Fig.5.3 utilisent l'interaction M3Y.

Pour le ^{37}S , l'accord entre le modèle et les valeurs expérimentales est excellent que ce soit pour les énergies des états, leurs moments angulaires ℓ ou totaux j ou pour les facteurs spectroscopiques. La seule différence notable entre les observations expérimentales et le calcul de modèle en couches est que le modèle sous estime la fragmentation de l'état $2p_{3/2}$.

Pour le ^{35}Si , le modèle en couches reproduit plus ou moins correctement les énergies des différents états ainsi que leur moment angulaire. Cependant, on constate que les facteurs spectroscopiques des

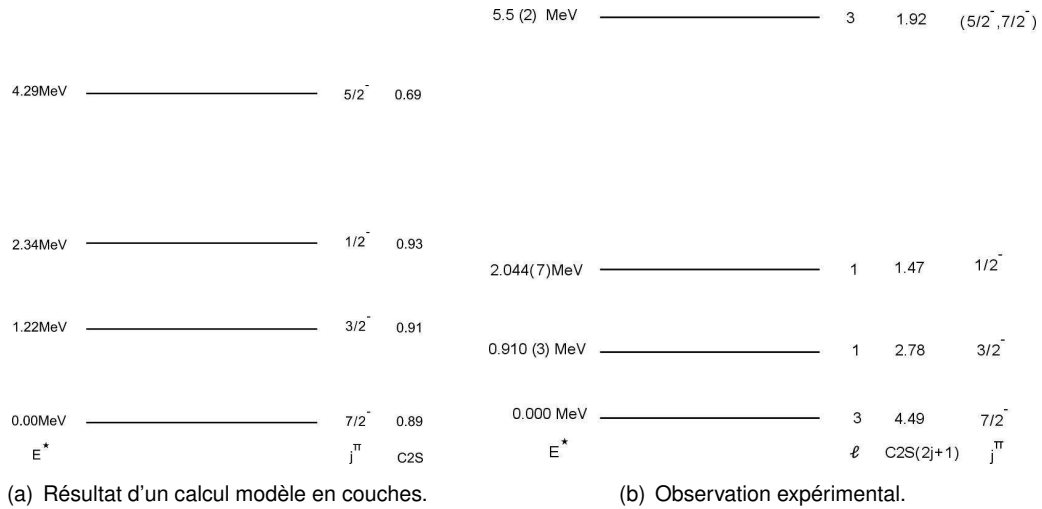


FIGURE 5.3: Comparaison du schéma de niveau obtenu expérimentalement avec celui prédit par les calculs de modèle en couches pour le ^{35}Si .

différents états sont surestimés. Cela est notamment le cas pour l'état fondamental et l'état à 5.5 MeV. Dans le cas de l'état non lié, il est possible que la technique expérimentale utilisée induise un biais dans la valeur du facteur spectroscopique : le calcul DWBA a été réalisé avec des états liés et extrapolé au-delà du seuil d'émission neutron. Dans le cas de l'état fondamental, le modèle théorique prévoit qu'il contienne pratiquement 90% de la force $1f_{7/2}$ tandis qu'expérimentalement cet état n'en contient que 56 %. Il convient toutefois de remarquer que les facteurs spectroscopique expérimentaux souffrent d'incertitude importante qui sont de l'ordre de 15%. De plus, il convient de noter qu'expérimentalement, il n'est jamais possible d'obtenir plus de 70% de la force totale du fait que les interactions répulsives à courte portée et les corrélations de longue portée induisent des états à très haute énergie que l'on ne peut observer.

Cette expérience a permis l'élaboration du schéma de niveau du ^{35}Si pour la première fois. Comme nous l'avons montré dans le premier chapitre, ce noyau joue un rôle particulier dans l'élaboration de l'interaction qui sera utilisée pour décrire tous les noyaux de masse moyenne et ayant le même espace de valence (interaction $spdf$). Ces nouvelles données permettront de contraindre les différents éléments de matrice.

5.0.10 Pour les calculs avec une interaction nue.

Il est sans équivoque que l'utilisation de l'interaction nue pour décrire les noyaux de ^{37}S et ^{35}Si n'est pas adaptée. En effet, le neutron transféré n'est pas libre mais au sein du potentiel de champ moyen créé par les autres nucléons du noyau. Cet "habillage" créé par les autres nucléons va changer la valeur de l'interaction. Cependant, les noyaux de ^{36}S et ^{34}Si étant très similaires, "l'habillage" induit par ces noyaux sera comparable. De ce fait, la variation de l'écart en énergie entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ entre le ^{37}S et le ^{35}Si ne sera pas due à des effets de corrélation au champ moyen mais bien à la partie spin-orbite de l'interaction.

Un calcul fait avec l'interaction V_{lowk} prédit une très faible variation (7 %) de l'écart en énergie entre

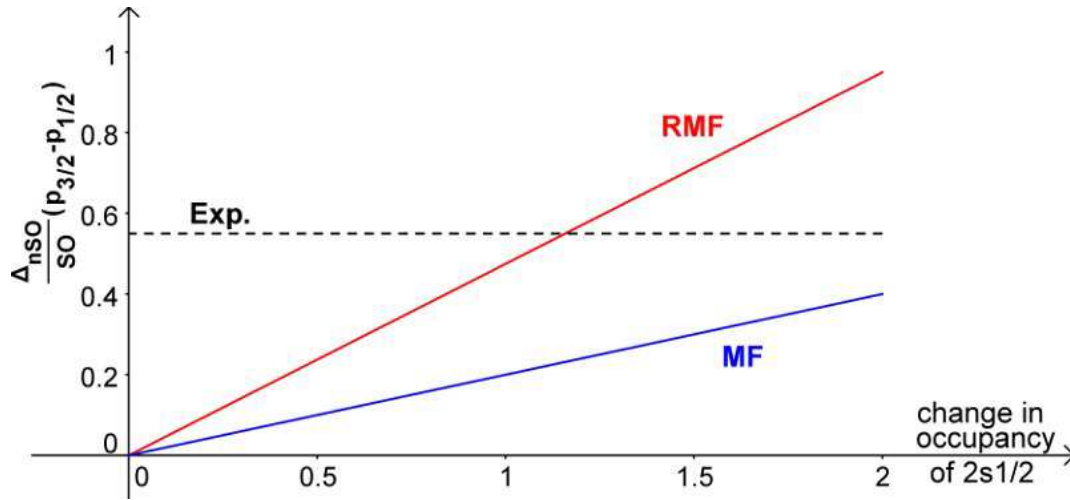


FIGURE 5.4: Évolution des prédictions de type champ moyen (MF) et champ moyen relativiste (RMF) en fonction de la variation du taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$. La valeur expérimentale est indiquée par la ligne pointillée.

les partenaires spin-orbite $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ entre le ^{37}S et ^{35}Si . Cela laisse à penser que l'interaction de spin orbite est mal prise en compte dans ce type d'approche. Cela pourrait être corrigé par une prise en compte des interaction à trois corps. En effet, ce type d'interaction pourrait faire apparaître une dépendance de l'interaction spin-orbite avec la densité.

5.0.11 Pour les calculs champ moyen.

Comme indiqué dans le premier chapitre, la différence entre les approches relativistes ou non de la définition du potentiel spin-orbite d'interaction se trouve dans la prise en compte de la dépendance en isospin. Dans le cas non relativiste, l'anti-symétrisation du potentiel induit un coefficient $x = 1$ tandis que dans le cas relativiste, $x = 0.005$. Nous avons montré dans le premier chapitre que les modèles champ moyen relativiste prédisent une réduction d'environ 70% de l'écart spin-orbite entre les états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ tandis que les modèles de champ moyen de type Skyrme prédisent seulement une variation de 40%. Il convient toutefois de remarquer que ces calculs ont été réalisés en considérant que la couche $2s_{1/2}$ est entièrement remplie dans le noyau de ^{36}S et totalement vide dans le ^{34}Si . Ces prédictions sont bien entendu moins conséquentes si la variation du taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$ est plus faible. La figure Fig. 5.4 montre l'évolution des prédictions de type champ moyen et de champ moyen relativiste en fonction de la variation du taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$. Ces prédictions sont comparées au résultat expérimental. Du aux importantes incertitudes expérimentales, on a uniquement considéré les plus gros fragments et observé une variation de 55 % de l'écart spin-orbite entre le ^{37}S et le ^{35}Si . On constate qu'il est essentiel de connaître exactement le taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$ si l'on veut pouvoir déterminer exactement la valeur du paramètre x responsable de la prise en compte ou non de la dépendance en isospin de l'interaction spin-orbite et déterminer de cette manière la théorie la plus adaptée. Les différents prédictions théoriques prévoient une variation du taux d'occupation de la couche $2s_{1/2}$ d'environ 1.5. A cette valeur, aucun des deux modèles de champ moyen ne concordent avec le résultat expérimental.

On constate néanmoins que les prédictions de type champ moyen sont inférieures à la valeur expérimentale quel que soit le changement dans le taux d'occupation de l'état $2s_{1/2}$. Elles semblent donc sous estimer l'impact de la déplétion centrale sur l'interaction spin-orbite. Cela n'est pas le cas pour les prédictions de type champ moyen relativiste.

Dans l'article [63], les écarts en énergie entre les partenaires spin-orbite des noyaux de ^{16}O , ^{132}Sn et ^{208}Pb ont été calculés pour différents modèles de champ moyen (relativiste et non relativiste). Cette étude a été réalisée afin de tester le caractère prédictif des modèles de champ moyen. Cet article montre que les modèles de type Skyrme ont tendance à surestimer l'écart spin orbite dans les noyaux lourds. Cela met en évidence un problème intrinsèque à la définition de l'interaction spin-orbite comme nous le constatons ici.

Conclusions

Ce manuscrit retrace la démarche utilisée durant la thèse afin de sonder la définition de l'interaction spin-orbite par l'étude et la comparaison des réactions de transfert d'un neutron $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ et $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$.

La manière de prendre en compte la partie spin-orbite de l'interaction nucléaire a été mise en évidence pour quelques modèles théoriques parmi les plus courants. On constate que la définition est très similaire pour les modèles champ moyen qu'ils soient relativistes ou non. En effet, la partie spin-orbite de l'interaction présente une dépendance avec la dérivée de la densité nucléaire. La principale différence est la prise en compte de la dépendance en isospin de ce terme. Les modèles relativistes prédisent une faible dépendance en isospin tandis que les modèles non relativistes utilisent une définition avec une forte dépendance qui est intrinsèque à la symétrie par échange de particules. L'approche du modèle en couches est également discutée. Afin de tester cette définition de l'interaction spin-orbite expérimentalement, il convient de choisir un protocole expérimental réalisable avec un noyau ayant des caractéristiques permettant une telle étude. Nous avons montré que le noyau de ^{35}Si présente un profil de densité particulier qui fait de ce noyau le candidat optimal pour une telle étude. Ce noyau étant radioactif, il a été choisi de l'étudier par réaction de transfert (d,p) en cinématique inverse. Les réactions de transfert (d,p) privilégient le peuplement des états de particule dans les noyaux, ce qui permet de localiser en énergie les différentes orbitales et de mesurer leurs taux d'occupation. Ces réactions sont donc un outil efficace pour déterminer la structure en couches des noyaux. Afin de parfaitement tester le dispositif expérimental utilisé, le noyau de ^{37}S dont le schéma de niveau est déjà bien connu, est étudié en parallèle.

Les réactions de transfert ont été étudiées au GANIL en cinématique inverse. Pour ce faire, la technique de séparation en ligne des isotopes a été employée pour produire le faisceau exotique de ^{34}Si accéléré à 20.1 A.MeV. Les réactions de transfert ont été réalisées sur une cible de CD_2 .

Les trajectoires de particules incidentes sont déduites des positions obtenues par deux détecteurs gazeux (CATS). Cela permet le positionnement dans le plan orthogonal à la direction du faisceau. Les protons émis durant la réaction sont détectés par quatre détecteurs MUST2 qui sont des détecteurs silicium. Ces détecteurs de particules chargées sont placés aux angles arrières. Afin d'augmenter la couverture angulaire, un détecteur annulaire silicium segmenté a été ajouté. Les photons émis lors de la désexcitation des états excités peuplés ont été détectés par des détecteurs germanium segmentés EXOGAM. Les noyaux produits lors de la réaction sont identifiés à l'aide d'un télescope d'identification composé d'une chambre à ionisation et d'un plastique scintillant. Comme aucun dispositif dispersif n'est présent entre la cible et le télescope d'identification, toutes les particules incidentes vont être détectées dans ce télescope, qu'elles n'aient pas interagit avec la cible ou qu'elles aient subi des réactions de transfert avec les deutons de la cible ou avec les atomes de carbone de la cible. Afin de pouvoir bénéficier d'une intensité de faisceau maximale, il a fallu développer une électronique digitale pour la chambre à ionisation. Cette électronique a permis un suivi temporel du signal de préamplificateur de la chambre à ionisation. Cette électronique n'ayant jamais été utilisée au GANIL pour un tel dispositif expérimental, nous avons donc développé des méthodes de traitement de ce signal afin d'en extraire l'information nécessaire à l'identification des produits de réactions. Nous avons ainsi montré que l'utilisation d'une telle méthode permet d'employer un faisceau plus de cent fois plus intense que nous le permettrait une électronique classique. Compte tenu de l'efficacité de cette électronique d'acquisition, deux autre expé-

riences ont depuis utilisé ce même télescope d'identification et les méthodes de traitement développées. Par ailleurs, il serait peut être possible d'apporter des améliorations potentielles à l'aide de fonctions de filtrage numérique par exemple afin d'obtenir la valeur de perte d'énergie directement en ligne.

Le dispositif expérimental utilisé a été optimisé pour maximiser l'efficacité de détection tout en gardant une résolution suffisante. Afin de comprendre les choix qui ont été réalisés lors de l'élaboration du dispositif expérimental, une étude approfondie des sources d'incertitude a été faite via de nombreuses simulations. On constate donc que la principale source d'incertitude pour le détecteur annulaire est l'incertitude sur l'angle d'émission du proton. Par ailleurs, nous avons utilisé une cible de 2.6 mg.cm^{-2} afin d'augmenter la probabilité d'interaction des particules du faisceau. Cette augmentation de la probabilité d'interaction est faite au détriment de la résolution du proton émis, que ce soit en énergie ou en angle. En effet, le "straggling" au sein d'une telle cible est important ce qui explique que la résolution en énergie d'excitation soit de plus de 300 keV en sigma dans le meilleur cas (angles inférieur à 110° pour l'état fondamental). Les simulations réalisées ici fournissent une étude intéressante pour toute personne voulant réaliser une expérience de ce type avec un dispositif expérimental similaire.

L'étude de la réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ a permis de vérifier l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental. L'étude de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ a permis d'obtenir des informations importantes sur les différents états peuplés du ^{35}Si .

- Premièrement, l'étude en parallèle du spectre d'énergie d'excitation et des photons détectés en coïncidence a permis de confirmer la présence d'un premier état excité à 910 keV, ainsi que la présence d'un état à 2.04 MeV d'énergie d'excitation qui n'était pas connu. L'énergie du second état excité a été établie précisément notablement grâce à l'observation de la coïncidence entre la raie à 910 keV et celle de 1134 keV. Le front montant observé à une énergie d'environ 4.5 MeV ne peut être créé par la cassure du deuton. Seule la présence d'un pic, jusqu'à là inconnu, de 5.5 MeV d'énergie d'excitation permet d'expliquer la forme du spectre d'énergie d'excitation à ces énergies.
- Deuxièmement, la comparaison des distributions angulaires expérimentales avec celles issues d'un calcul DWBA a permis de déterminer de manière indiscutable les moments angulaires des trois états liés détectés ainsi que celle de l'état non lié présent à environ 5.5 MeV. Le moment angulaire de l'état fondamental est de $\ell = 3$ tandis que celui des deux premiers états excités liés est de $\ell = 1$. L'étude de la section efficace différentielle de l'état non lié montre que cet état est de moment angulaire $\ell = 3$, vraisemblablement un état $1f_{5/2}$.
- Les facteurs spectroscopiques permettent d'affecter les moments cinétiques totaux pour les deux premiers états excités. Ainsi, le premier état excité est un état $2p_{3/2}$ tandis que le second état excité détecté est un état $2p_{1/2}$. Cependant, cette étude ne permet pas de conclure sur l'attribution du moment cinétique total de l'état à 5.5 MeV.

En plus d'améliorer notre connaissance du schéma de niveau du ^{35}Si , cette étude met expérimentalement en évidence, pour la première fois, la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite. Cela est possible en faisant la comparaison entre les schémas des noyaux de ^{35}Si et de ^{37}S . On constate une variation de l'écart en énergie des états spin orbite partenaires $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$ entre le noyau de ^{35}Si et celui de ^{37}S , tandis qu'aucune variation de l'écart en énergie est observée pour les états $1f_{7/2}$ et $1f_{5/2}$. En effet, l'écart entre les fragments majeurs $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ est d'environ 1.99 MeV dans le ^{37}S et passe à 1130 keV dans le ^{35}Si soit une variation de 55%. Si une telle variation existait également pour les états f, l'écart en énergie, qui est de 5.7 MeV dans le ^{37}S , passerait à 3.1 MeV dans le ^{35}Si ce qui n'est pas observé.

La principale différence entre ces noyaux est la déplétion centrale de la densité nucléaire proton du ^{35}Si . Cette variation de 55% de l'écart en énergie entre les états de moment angulaire faible est donc la conséquence directe de la dépendance en densité de l'interaction spin orbite. On comprend également pourquoi les états de moment angulaire égal à $\ell = 3$ ne sont pas influencés : ces états ont une orbite plus périphérique et donc un recouvrement moins important avec la partie centrale présentant une dérivée de la densité non nulle. L'unique problème dans ce raisonnement est que seule une fraction des états $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ a été détectée expérimentalement. Il est possible qu'il y ait des recouplages aux états collectifs entraînant une fragmentation des états purs simple particule et que seule une partie d'entre eux soit identifiée. Ainsi, l'écart déterminé avec les états de grand facteur spectroscopique observés peut être différent de l'écart entre les états lorsqu'on considère l'intégralité de la force. Cependant, si l'effet de la corrélation est le même dans les deux isotones de ^{34}Si et ^{36}S , la variation de spin-orbite peut correspondre à celle avant le traitement des corrélations.

Toutefois, cette mise en évidence expérimentale va fournir une contrainte intéressante pour les différents modèles théoriques. Des études théoriques sont en cours d'une part pour comprendre l'origine de la fragmentation observée expérimentalement dans le ^{35}Si et d'autre part pour reproduire l'écart spin-orbite.

Cette thèse nous a confronté à quelques interrogations qui sont autant de pistes pour des études ultérieures. L'étude de l'état non lié a présenté d'importants défis pour déterminer précisément son moment angulaire et surtout son facteur spectroscopique. En effet, comme nous l'avons montré, la résolution en énergie d'excitation chute radicalement lorsque l'énergie d'excitation augmente. Cela est la conséquence des effets de straggling plus importants dans la cible. De plus, au delà du seuil d'émission neutron, une composante parasite s'ajoute au spectre d'énergie d'excitation qui est due à la cassure du deuton. Dans cette thèse, nous avons montré qu'il est important de pouvoir reproduire à l'aide de simulations la section efficace différentielle d'une telle cassure. A cela s'ajoute un calcul de voie couplée afin de vérifier que la méthode employée pour déterminer le facteur spectroscopique de l'état non lié n'induit pas d'erreur.

Dans toute cette étude, nous avons affirmé que la densité du noyau de ^{34}Si présente une déplétion centrale. Il est vrai que tous les modèles s'accordent sur ce point mais aucune mesure expérimentale n'a été réalisée à ce jour. Il convient toutefois de remarquer que cette hypothèse est fondée sur l'observation de sous couches $Z=14$ et $Z=16$ vues lors de la réaction de transfert $^{36}\text{S}(d, ^3\text{He})^{35}\text{P}$ qui limitent le pairing et qui devraient donc donner une occupation quasi nulle de la couche $s_{1/2}$ proton dans le ^{34}Si . Comme indiqué dans le corps de ce texte, une expérience de "knock-out" est programmée pour le printemps 2012 à MSU pour vérifier cela expérimentalement. Cela constitue un point essentiel qui, je l'espère, mettra encore plus en exergue l'importance de bien contraindre la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite. Par ailleurs, approfondir la connaissance du ^{34}Si ne doit pas se limiter à l'étude de son profil de densité. En effet, si ce noyau présente bien une déplétion centrale, il devrait alors présenter des modes d'excitation collectifs que des noyaux avec un profil de densité classique ne pourraient avoir. Par exemple, ce noyau pourrait avoir des modes de compression à basse énergie favorisés par la réduction de la densité au centre du noyau.

Finalement, il convient de remarquer que la problématique étudiée ici et le désaccord flagrant entre les différents modèles théoriques montrent que notre compréhension des forces nucléaires n'est encore que partielle. La parfaite connaissance de la définition de l'interaction spin-orbite est essentielle pour prédire précisément quels sont les nouveaux nombres magiques pour les noyaux superlourds [63]. Cela revêt d'une importance cruciale pour la recherche de l'îlot de stabilité dans les noyaux superlourds. Cette problématique peut avoir des conséquences importantes pour le GANIL avec la construction de SPIRAL2

et l'intention affichée par le GANIL de devenir un acteur important dans l'étude des noyaux superlourds.

Bibliographie

- [1] M. G. Mayer. *On closed shells in nuclei. II.* Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
- [2] O. Haxel, J. H. D. Jensen and H. E. Suess. *On the "magic numbers" in nuclear structure.* Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
- [3] O. Sorlin and M.-G. Porquet. *Nuclear magic numbers : New features far from stability.* Progress in Particle and Nuclear Physics 61, 602 (2008).
- [4] T. Motobayashi, Y. Ikeda, K. Ieki, M. Inoue, N. Iwasa, T. Kikuchi, M. Kurokawa, S. Moriya, S. Ogawa, H. Murakami, S. Shimoura, Y. Yanagisawa, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ishihara, T. Teranishi, H. Okuno and R. F. Casten. *Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy coulomb excitation.* Physics Letters B 346, 9 (1995).
- [5] A. Umeya and K. Muto. *Single-particle energies in neutron-rich nuclei by shell model sum rule.* Phys. Rev. C 74, 034330 (2006).
- [6] D. Vautherin and D. M. Brink. *Hartree-fock calculations with skyrme's interaction. i. spherical nuclei.* Phys. Rev. C 5, 626 (1972).
- [7] J. Dechargé and D. Gogny. *Hartree-fock-bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei.* Phys. Rev. C 21, 1568 (1980).
- [8] W. Koepf and P. Ring. *The spin-orbit field in superdeformed nuclei : a relativistic investigation.* Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 339, 81 (1991). 10.1007/BF01282936.
- [9] P. Ring. *Relativistic mean field theory in finite nuclei.* Progress in Particle and Nuclear Physics 37, 193 (1996).
- [10] Z. Ren, G. Xu, B. Chen, Z. Ma and W. Mittig. *Structure of halo nuclei ^{14}Be and ^{32}Ne .* Physics Letters B 351, 11 (1995).
- [11] W. von Oertzen, M. Freer and Y. Kanada-En'yo. *Nuclear clusters and nuclear molecules.* Physics Reports 432, 43 (2006).
- [12] J. M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, C. N. Papanicolas, X. H. Phan, S. K. Platchkov, S. Williamson, W. Boeglin and I. Sick. *Is the shell-model concept relevant for the nuclear interior ?* Phys. Rev. Lett. 49, 978 (1982).
- [13] L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Z. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gélín, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K. W. Kemper, K.-L. Kratz, S. M. Lukyanov, C. Monrozeau, L. Nalpas, F. Nowacki, A. N. Ostrowski, T. Otsuka, Y.-E. Penionzhkevich, J. Piekarewicz, E. C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J. A. Scarpaci, M. G. St. Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, T. Suzuki, E. Tryggestad and D. Verney. *Reduction of the spin-orbit splittings at the $N = 28$ shell closure.* Phys. Rev. Lett. 97, 092501 (2006).
- [14] L. Gaudefroy, O. Sorlin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Z. Dombrádi, S. Fortier, S. Franchoo, M. Gélín, J. Gibelin, S. Grévy, F. Hammache, F. Ibrahim, K. W. Kemper, K.-L. Kratz, S. M. Lukyanov, C. Monrozeau, L. Nalpas, F. Nowacki, A. N. Ostrowski, T. Otsuka, Y.-E. Penionzhkevich, J. Piekarewicz, E. C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, E. Rich, J. A. Scarpaci, M. G. St. Laurent, D. Sohler, M. Stanoiu, T. Suzuki, E. Tryggestad and D. Verney. *Gaudefroy et al. reply .:* Phys. Rev. Lett. 99, 099202 (2007).

- [15] P. Baumann, A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, H. L. Ravn, C. Richard-Serre, A. Poves and J. Retamosa. ^{34}Si : *A new doubly magic nucleus ?* Physics Letters B 228, 458 (1989).
- [16] S. Grévy and al. communication privée .
- [17] M. Grasso, L. Gaudefroy, E. Khan, T. Nikšić, J. Piekarewicz, O. Sorlin, N. V. Giai and D. Vretenar. *Nuclear "bubble" structure in ^{34}Si* . Phys. Rev. C 79, 034318 (2009).
- [18] S. Khan, T. Kihm, K. T. Knöpfle, G. Mairle, V. Bechtold and L. Freidrich. *The mass of ^{35}P and spin-parity assignments for excited ^{35}P states*. Physics Letters B 156, 155 (1985).
- [19] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves. *Shell model study of the neutron-rich nuclei around $N = 28$* . Phys. Rev. C 55, 1266 (1997).
- [20] S. Nummela, P. Baumann, E. Caurier, P. Dessagne, A. Jokinen, A. Knipper, G. Le Scornet, C. Miehé, F. Nowacki, M. Oinonen, Z. Radivojevic, M. Ramdhane, G. Walter and J. Äystö. *Spectroscopy of $^{34,35}\text{Si}$ by β decay : $sd - fp$ shell gap and single-particle states*. Phys. Rev. C 63, 044316 (2001).
- [21] B. G. Todd-Rutel, J. Piekarewicz and P. D. Cottle. *Spin-orbit splitting in low- j neutron orbits and proton densities in the nuclear interior*. Phys. Rev. C 69, 021301 (2004).
- [22] F. Nowacki and A. Poves. *New effective interaction for $\hbar\omega$ shell-model calculations in the $sd - pf$ valence space*. Phys. Rev. C 79, 014310 (2009).
- [23] S. Piskor, P. Franc, J. Kremének and W. Schäferlingová. *Spectroscopic information on ^{35}S and ^{37}S from the (d, p) reaction*. Nuclear Physics A 414, 219 (1984).
- [24] G. Eckle, H. Kader, H. Clement, F. J. Eckle, F. Merz, R. Hertenberger, H. J. Maier, P. Schiemenz and G. Graw. *$^{36}\text{S}(d, p)$ study with high energy resolution*. Nuclear Physics A 491, 205 (1989).
- [25] C. E. Thorn, J. W. Olness, E. K. Warburton and S. Raman. *$^{36}\text{S}(d, p)^{37}\text{S}$ and $^{34,36}\text{S}(d, ^3\text{He})^{33,35}\text{P}$ reactions*. Phys. Rev. C 30, 1442 (1984).
- [26] S. Raman, W. Ratynski, E. T. Jurney, M. E. Bunker and J. W. Starner. *$^{36}\text{S}(n, \gamma)^{37}\text{S}$ reaction with thermal neutrons and decay of ^{37}S to levels in ^{37}Cl* . Phys. Rev. C 30, 26 (1984).
- [27] P. D. Cottle and K. W. Kemper. *Persistence of the $N = 28$ shell closure in neutron-rich nuclei*. Phys. Rev. C 58, 3761 (1998).
- [28] de Sereville N. *Etude de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novae*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud XI, UFR Scientifique d'Orsay (2004).
- [29] G. R. Satchler. *Introduction to nuclear reactions* (Oxford University Press, New York, 1990), 2nd edition.
- [30] C. Bertulani and P. Danielewicz. *Introduction to nuclear reactions* (IOP, Bristol, UK, 2004).
- [31] R. Anne, D. Bazin, A. Mueller, J. Jacmart and M. Langevin. *The achromatic spectrometer LISE at GANIL*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 257, 215 (1987).
- [32] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Lectures given in the Academic Training Programne of CERN (1977).
- [33] K. Nakamura and P. D. Group. *Review of particle physics*. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics 37, 075021 (2010).

- [34] *MAGBOLTZ : transport of electrons in gas mixtures*. <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>.
- [35] *Technical Information Manual of the V729 module* (1999). 4 Channels, 12 BIT, 40 MHz ADC.
- [36] S. Ottini-Hustache, C. Mazur, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, B. Cahan, A. Gillibert, A. Lagoyannis, O. Maillard, E. Pollacco, J. L. Sida and M. Riallot. *CATS, a low pressure multiwire proportional chamber for secondary beam tracking at GANIL*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 431, 476 (1999).
- [37] S. Ottini. *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de ^{48}Ca . nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables : MUST et CATS*. Ph.D. thesis, Université Paris XI - Paris Sud, UFR Orsay (1998).
- [38] K. Lau and J. Pyrlík. *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 366, 298 (1995).
- [39] L. Gaudefroy. *Etude de la fermeture de couches $N = 28$: implication astrophysique. spectroscopie $\beta\gamma$ de noyaux riches en neutrons*. Ph.D. thesis, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay (2005).
- [40] Becheva. *Etude de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ avec le détecteur MUST, développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble MUST II*. Ph.D. thesis, Université Paris XI, UFR Scientifique d'Orsay (2004).
- [41] O. Tarasov and D. Bazin. *LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms 266, 4657 (2008).
- [42] P. Baron, E. Atkin, Y. Blumenfeld, F. Druillol, P. Edelbruck, L. Leterrier, F. Lugiez, B. Paul, E. Pollacco, A. Richard, M. Rouger and E. Wanlin. *MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors*. In *2003 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record on CD-ROM IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference - NSS/MIC 2003*, edited by S. Metzler (IEEE Nuclear and Plasma Sciences Society, Portland États-Unis, 2003).
- [43] A. Ramus. *Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXO GAM*. Ph.D. thesis, Université Paris Sud XI Orsay (2009).
- [44] *The ROOT System Home Page* (2008). <http://root.cern.ch/>.
- [45] X. Mougeot. *Spectroscopie des noyaux exotiques ^6He , ^7He avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d' ^8He* . Ph.D. thesis, Université Paris Sud XI Orsay (2008).
- [46] T. Al Kalanee. *Étude du noyau d' ^9He via la réaction de transfert d' ^8He , p à 15.4 MeV/nucléon*. Ph.D. thesis, Université Caen Basse-Normandie (2010).
- [47] J. Yorkston, A. Shotton, D. Syme and G. Huxtable. *Interstrip surface effects in oxide passivated ion-implanted silicon strip detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 262, 353 (1987).
- [48] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement / Glenn F. Knoll* (Wiley, New York :, 1989), 2nd edition.
- [49] M. Gelin. *Spectroscopie γ des noyaux riches en neutrons autour de $N = 20$* . Ph.D. thesis, Université Caen Basse-Normandie (2006).

- [50] M. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman et al. *ENDF/B-VII.0 : Next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology*. Nuclear Data Sheets 107, 2931 (2006).
- [51] N. Matsuoka, M. Kondo, A. Shimizu, T. Saito, S. Nagamachi, H. Sakaguchi, A. Goto and F. Ohtani. *Deuteron break-up in the fields of nuclei at 56 MeV*. Nuclear Physics A 345, 1 (1980).
- [52] M. Avriganu, W. von Oertzen, R. Forrest, A. Obreja, F. Roman and V. Avriganu. *Analysis of deuteron elastic scattering and induced activation cross-sections of light and medium nuclei for ifmif eveda*. Fusion Engineering and Design 84, 418 (2009). Proceeding of the 25th Symposium on Fusion Technology - (SOFT-25).
- [53] X. Liu. *The study of (p, d) reactions on ^{13}C , ^{11}B , and ^{10}Be in inverse kinematics*. Ph.D. thesis, Michigan State University (2005).
- [54] C. M. Perey and F. G. Perey. *Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954-1975*. Atomic Data and Nuclear Data Tables 17, 1 (1976).
- [55] W. W. Daehnick, J. D. Childs and Z. Vrcelj. *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV*. Phys. Rev. C 21, 2253 (1980).
- [56] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees. *Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A > 40$, $E \leq 50$ MeV*. Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
- [57] R. L. Varner, W. J. Thompson, T. L. McAbee, E. J. Ludwig and T. B. Clegg. *A global nucleon optical model potential*. Physics Reports 201, 57 (1991).
- [58] R. C. Johnson and P. J. R. Soper. *Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering*. Phys. Rev. C 1, 976 (1970).
- [59] R. Johnson and P. Tandy. *An approximate three-body theory of deuteron stripping*. Nuclear Physics A 235, 56 (1974).
- [60] F. Perey and B. Buck. *A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei*. Nuclear Physics 32, 353 (1962).
- [61] N. Austern, R. M. Drisko, E. C. Halbert and G. R. Satchler. *Theory of finite-range distorted-waves calculations*. Phys. Rev. 133, B3 (1964).
- [62] Y. Uozumi, N. Kikuzawa, T. Sakae, M. Matoba, K. Kinoshita, S. Sajima, H. Ijiri, N. Koori, M. Nakano and T. Maki. *Shell-model study of ^{40}Ca with the 56 MeV ($d \rightarrow p$) reaction*. Phys. Rev. C 50, 263 (1994).
- [63] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J. A. Maruhn and W. Greiner. *Shell structure of superheavy nuclei in self-consistent mean-field models*. Phys. Rev. C 60, 034304 (1999).
- [64] T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe and Y. Akaishi. *Evolution of nuclear shells due to the tensor force*. Phys. Rev. Lett. 95, 232502 (2005).
- [65] N. Matsuoka, K. Hatanaka, T. Saito, T. Itahashi, K. Hosono, A. Shimizu, M. Kondo, F. Ohtani and O. Cynshi. *Proton-neutron correlation in the deuteron breakup at 56 MeV and prior-form DWBA analysis*. Nuclear Physics A 391, 357 (1982).
- [66] E. Pollacco, D. Beaumel, P. Roussel-Chomaz, E. Atkin, P. Baron, J. Baronick, E. Becheva, Y. Blumenfeld, A. Boujrad, A. Drouart, F. Druillol, P. Edelbruck, M. Gelin, A. Gillibert, C. Houarner, V. Lapoux, L. Lavergne, G. Leberthe, L. Leterrier, V. Le Ven, F. Lugiez, L. Nalpas, L. Olivier, B. Paul, B. Raine,

- A. Richard, M. Rouger, F. Saillant, F. Skaza, M. Tripon, M. Vilnay, E. Wanlin and M. Wittwer. *Must2 : A new generation array for direct reaction studies*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 25, 287 (2005). 10.1140/epjad/i2005-06-162-5.
- [67] M. M. Sharma, G. A. Lalazissis and P. Ring. *Anomaly in the charge radii of Pb isotopes*. Physics Letters B 317, 9 (1993).
- [68] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves and A. P. Zuker. *The shell model as a unified view of nuclear structure*. Rev. Mod. Phys. 77, 427 (2005).

Résumé : L'interaction spin-orbite dépend de l'orientation relative du spin et du moment angulaire ainsi que sur la dérivée de la densité du noyau. Dans le but de tester cette dépendance en densité, nous proposons une méthode originale basée sur la comparaison du noyau «bulle» de ^{34}Si et le noyau "normal" de ^{36}S . Le ^{34}Si présente un appauvrissement de sa densité centrale qui crée une dérivée centrale non nulle et impliquerait un changement de l'intensité de l'interaction spin-orbite pour les orbites intérieures comme les orbites p ($L = 1$). Effectuer des réactions de transfert (d,p) permet de déduire l'écart en énergie entre les partenaires spin-orbite $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$. Selon les modèles, l'écart spin-orbite varie de 7% (interaction VlowK) à 70% (modèle champ moyen relativiste) entre le ^{36}S et le ^{34}Si . Les faisceaux de ^{36}S et ^{34}Si , produit avec le spectromètre LISE à 20A.MeV, ont été envoyé sur une cible de CD_2 . Les particules incidentes sont suivies avec 2 détecteurs gazeux CATS. Les protons émis durant la réaction sont identifiés par 4 détecteurs Silicium segmentés (MUST2) placés aux angles arrières. Les 4 détecteurs EXOGAM (détecteur Germanium segmenté) ont détectés les photons émis en coïncidence. Les noyaux produits sont identifiés avec une chambre à ionisation et un détecteur plastique. Les spectres d'énergie d'excitation du ^{35}Si et du ^{37}S ont été déterminés jusqu'à environ 7 MeV. Les facteurs spectroscopiques et les énergies des états p et f ont été mesurés pour la première fois dans le ^{35}Si . Ces deux noyaux montrent de fortes similarités pour les états $f_{7/2}$ et $f_{5/2}$, alors que l'écart en énergie des états $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ est réduit de 55% ce qui prouve manifestement la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite.

Study of the nuclear spin-orbit interaction by performing the transfer reaction

$^{36}\text{S}(\text{d},\text{p})^{37}\text{S}$ and $^{34}\text{Si}(\text{d},\text{p})^{35}\text{Si}$.

Abstract : The spin-orbit interaction depends on the spin orientation of the nucleons with respect to their angular momenta as well as on the derivative of the nuclear density. Eventhough this density dependence is used in all mean field model, it has never been tested yet due to the lack of data. We propose an original method to test this density dependence by comparing a 'bubble' nucleus (^{34}Si) to a 'normal' nucleus (^{36}S). The ^{34}Si exhibits a central density which is depleted by a factor of two which induces a non-zero central density derivative and should change the strength of the spin orbit interaction for the inner orbits such as the p orbits ($L=1$). By performing (d,p) transfer reactions with ^{36}S and ^{34}Si beams, the $p_{3/2}$ and $p_{1/2}$ spin orbit splitting can be inferred for these nuclei. Depending on the models, the spin-orbit splitting varies from 7% (VlowK interaction) up to 70% (Relativistic mean field approach). Beams of ^{36}S and ^{34}Si , produced at the LISE spectrometer at 20A.MeV, were impinged onto a CD_2 target. Tracking the beam particles was achieved using 2 xy beam tracking gas detectors. Protons emitted were detected by 4 multi-segmented Si detectors (MUST2) placed at backwards angles. Gammas issued from the excited states decay were detected in the 4 EXOGAM segmented Germanium detectors. Transfer like nuclei were identified with an ionization chamber and a plastic detector. The excitation energy spectra of the ^{37}S and ^{35}Si are determined up to about 7 MeV. Spectroscopic factors and energies of p and f states are derived for the first time in ^{35}Si . The two nuclei show strong similarity for the f spin-orbit partners, whereas the $p_{3/2} - p_{1/2}$ energy gap is reduced by 55%.

Mots clés : Nuclear structure - Direct reactions - Transfer reaction - MUST2.

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05